

UNTERSUCHUNG DER KERNSTRUKTUR

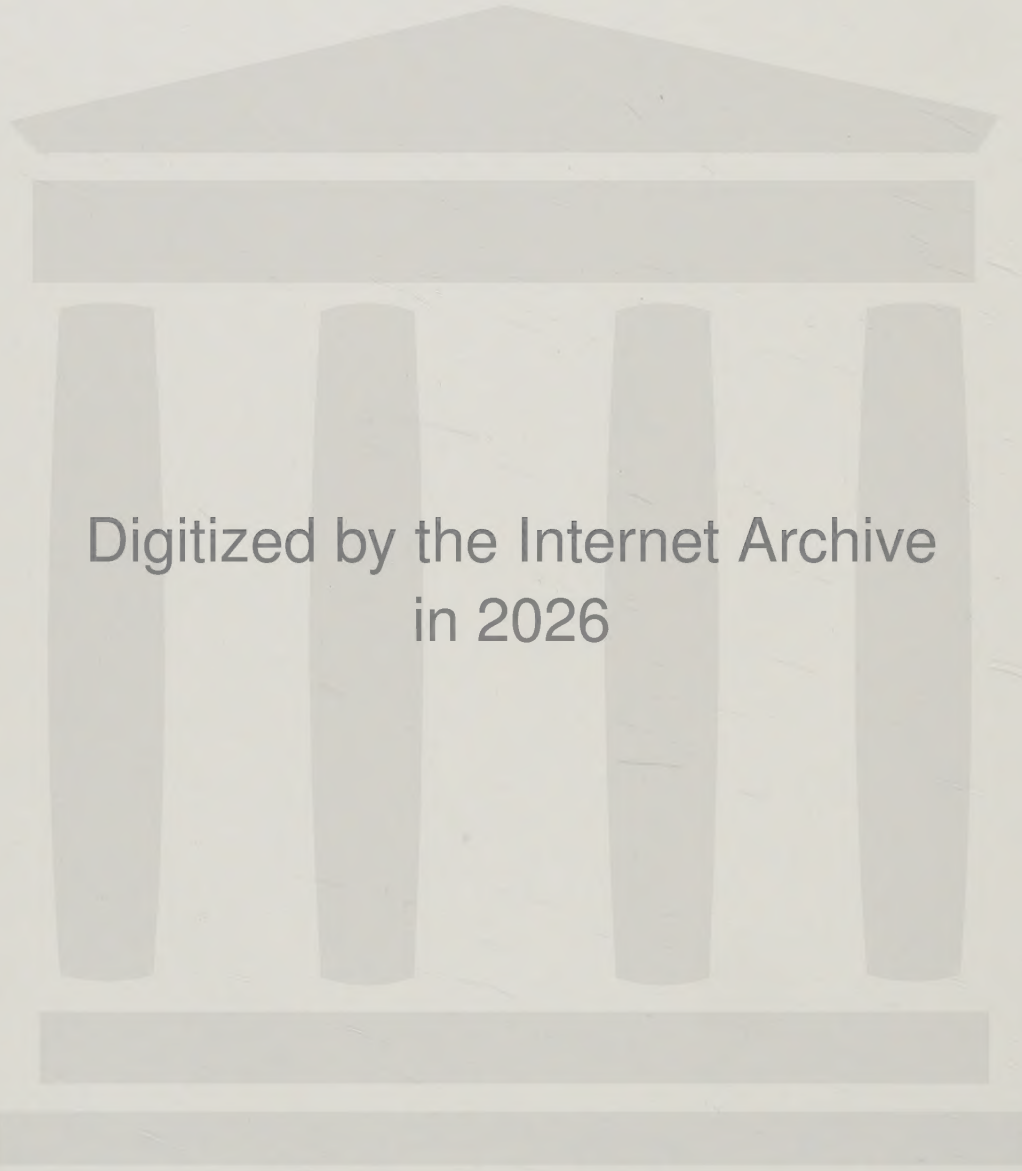
VON ^{192}Ir UND ^{194}Ir

ÜBER DIE (n,γ) -REAKTION

HORST KRÜGER

Institut für Kernphysik
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt/Main

1970



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545303_0054

Untersuchungen zur Kernstruktur
von ^{192}Ir und ^{194}Ir
über die (n,γ) -Reaktion

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
Horst Krüger
aus Berlin
Frankfurt 1970

Gedruckt mit Genehmigung der naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Frankfurt am Main.

Dekan: Professor Dr. G.Schneider
Erster Berichterstatter: Priv.Do. Dr. K.Stelzer
Zweiter Berichterstatter: Professor Dr. E.Schopper
Tag der mündlichen Prüfung: 27.4.1970



Inhaltsverzeichnis

A.- Einleitung	1
B.- Kernmodelle im Übergangsgebiet	3
B.1. Das Übergangsgebiet	3
B.2. Mikroskopische Modelle	4
B.3. Phänomenologische Modelle	6
B.3.1. Kollektive Bewegungen	7
B.3.2. Rumpf-Teilchen-Kopplung	8
B.3.2.1. Schwache Kopplung	8
B.3.2.2. Starke Kopplung	9
B.3.2.3. Rotations-Teilchen-Wechselwirkung	11
B.3.3. Modell der starken Kopplung für uu-Kerne ..	11
B.3.4. Proton-Neutron-Restwechselwirkung	13
B.3.5. Anregungen in deformierten uu-Kernen	15
B.4. Die Deformation der Ir-Isotope	17
C.- Messungen mit thermischen Neutronen	19
C.1. Targets	19
C.2. Messungen mit dem Paarspektrometer	20
C.2.1. Meßanordnung und Justierung am FRM	20
C.2.2. Aufbau und Eigenschaften des Paarspektrometers	22
C.2.3. Bestimmung der Empfindlichkeit des Paarspektrometers	23
C.2.4. Energie-Eichung	24
C.2.5. Auswertungsmethode	25
C.2.6. Messungen an ^{194}Ir	25
C.2.7. Messungen an ^{192}Ir	28
C.3. Niederenergetische Messungen	30
C.3.1. Konstruktion der Kollimatoren	30
C.3.2. Detektoren, Elektronik, Messungen	32
C.4. Tabellarische Zusammenstellung der Meßergebnisse	32

D.- Epithermischer Einfang	43
D.1. Einführung	43
D.2. Epithermischer Einfang und Kernstruktur ...	44
D.3. Epithermischer Einfang und Mechanismus der (n, γ)-Reaktion	45
D.4. Epithermischer Einfang bei ^{191}Ir	46
D.5. Experimentelle Anordnung, Messungen, Auswertung	50
D.6. Ergebnisse	53

E.- Das Aufstellen der Niveauschemata	55
E.1. Allgemeine Übersicht	55
E.2. Einordnung niederenergetischer Übergänge ...	57
E.3. Zweifachkaskaden	62
E.4. Niveauschema von ^{192}Ir	62
E.5. Niveauschema von ^{194}Ir	63
E.5.1. Die Bindungsenergie	63
E.5.2. Das 32 msec-Isomer	63

F.- Vergleich der Niveauschemata mit dem Modell	67
---	----

G.- Zusammenfassung	71
---------------------------	----

Anhang

I.- Nichtlineare Energieeichung	73
II.- Energie- und Intensitätsfehler	77
III.- Zufällige Einordnung niederenergetischer Übergänge	81
IV.- Kurzbeschreibung benutzter Programme	83
V.- Identifizierung von primären E1-Übergängen	86

Literaturverzeichnis	89
----------------------------	----

A. Einleitung

Das Ziel dieser Arbeit war es, die noch weitgehend ungeklärte Struktur der doppelt ungeraden Kerne ^{192}Ir und ^{194}Ir mit Hilfe der (n,γ) -Reaktion zu untersuchen. Diese Kerne sind besonders deshalb interessant, weil sie die Möglichkeit bieten, die Proton-Neutron-Restwechselwirkung im Übergangsgebiet zwischen den stark deformierten Kernen der Seltenen Erden und den sphärischen Kernen in der Nähe des doppelmagischen ^{208}Pb zu studieren.

Allerdings ist die Beschreibung von doppelt ungeraden Übergangskernen im Rahmen eines Modells sehr schwierig, weil die vereinfachenden Annahmen, die in den Grenzfällen stark deformierter oder sphärischer Kerne zu guten Näherungen führen, bei schwach deformierten Kernen nur beschränkt gültig sind.

Die experimentelle Untersuchung der Niveauschemata der doppelt ungeraden Iridium-Isotope befindet sich noch im Anfangsstadium. Bei ^{188}Ir und ^{194}Ir konnten einige niedrig liegende angeregte Niveaus durch Elektronen-Einfang (1) und β -Zerfall (2) gefunden werden. Weitere Information wurde durch die Untersuchung des Zerfalls isomerer Zustände gewonnen (3-9). Frühere Messungen der γ -Strahlung und der Konversionselektronen nach Einfang thermischer Neutronen (10-15) konnten dagegen nicht zum Aufbau der Niveauschemata verwendet werden, weil sie mit unzulänglichen experimentellen Mitteln durchgeführt wurden.

uu-Kerne haben eine mindestens 4 mal größere Niveaudichte als benachbarte ungerade Kerne. Deshalb sind die γ -Spektren schwerer uu-Kerne sehr linienreich, und ihre Messung ist nur dann erfolversprechend, wenn γ -Spektrometer hoher Energieauflösung in Verbindung mit isotoopenreinen Substanzen eingesetzt werden können.

Uns standen die hochangereicherten Isotope ^{191}Ir und ^{193}Ir zur Verfügung. Die hochenergetischen γ -Spektren der Reaktionen $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ und $^{193}\text{Ir}(n,\gamma)^{194}\text{Ir}$ wurden mit einem sehr leistungsfähigen $\text{Ge}(\text{Li})$ - $\text{NaI}(\text{Tl})$ -Paarspektrometer bei interner Targetanordnung gemessen. Für die niederenergetischen Spektren bis ca. 500 keV mußten externe Targets und $\text{Ge}(\text{Li})$ -Einzeldetektoren mäßiger Auflösung verwendet werden. In derselben Anordnung wurden auch die Spektren von ^{192}Ir nach Einfang epithermischer Neutronen gemessen.

B. Kernmodelle im Übergangsgebiet

B.1. Das Übergangsgebiet

Die Iridium-Isotope liegen ungefähr in der Mitte des Übergangsgebietes zwischen den stark deformierten Seltenen Erden und dem sphärischen, doppeltmagischen ^{208}Pb . Die Eigenschaften der Kerne im Übergangsgebiet sind sehr kompliziert und ihre Anregungszustände sind nur ungenau durch eine Separation verschiedener Freiheitsgrade zu beschreiben.

Das Gebiet um $A \approx 185-205$ wird experimentell gekennzeichnet durch charakteristische Veränderungen verschiedener Eigenschaften der Kerne und ihrer Anregungen mit wachsender Massenzahl A . Folgende experimentell zugängliche Größen weisen eindeutig auf die Existenz dieses Übergangsgebietes hin:

- 1) Die elektrischen Quadrupolmomente werden mit wachsendem A immer kleiner. Da die Quadrupolmomente ein Maß für die Deformation sind, bedeutet das gleichzeitig, daß die Deformation geringer wird.
- 2) Die Anregungsenergie des ersten 2^+ -Zustands in gg-Kernen wird größer. Das deutet im Rotator-Modell auf eine Abnahme des Trägheitsmoments.
- 3) Die Beschleunigung der E2-Übergangswahrscheinlichkeiten in gg-Kernen gegenüber den Einteilchenübergangswahrscheinlichkeiten wird geringer. Das ist im Rotatormodell durch die Verkleinerung des Quadrupolmoments erklärbar.
- 4) Das Energieverhältnis des 2. und 1. angeregten Zustands von gg-Kernen, das bei stark deformierten Kernen ziemlich genau $10/3$ beträgt, fällt auf etwa 2.

Dies sind die wichtigsten experimentellen Größen, deren Trend sich im Übergangsgebiet mit wachsendem A gut verfolgen läßt, so daß der Schluß naheliegt, daß sie auf kollektiven Bewegungsformen beruhen, deren Parameter sich mit A ändern. Außer dem deutlichen Trend mit der Massenzahl A beobachtet man aber eine gewisse Abhängigkeit dieser Eigenschaften von der jeweiligen Protonenzahl Z und der Neutronenzahl N .

Daraus kann man schließen, daß die Eigenschaften der Übergangskerne auch in erheblichem Maße von der Niveaustuktur ihres sphärischen oder deformierten Schalenmodellpotentials abhängen. Es ist deshalb kaum möglich, bestimmte Grenzen für das Übergangsgebiet anzugeben.

B.2. Mikroskopische Modelle

Trotz vieler Bemühungen ist es bisher noch nicht gelungen, alle Eigenschaften der Kerne im Deformations- und Übergangsgebiet durch ein einheitliches Modell auf der Basis der "First Principles" oder wenigstens des Schalenmodells zu beschreiben. In einem solchen "mikroskopischen" Modell müßten sich die Kerneigenschaften - angefangen mit dem Auftreten einer stabilen Gleichgewichtsdeformation - aus der inneren Struktur, d.h. durch Nukleonenkorrelationen ergeben. Verschiedene Autoren haben Modelle entwickelt, denen diese Forderungen zugrunde liegen.

Man kann dazu vom sphärischen Schalenmodell ausgehen und den Teil der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung, der sich nicht durch ein mittleres sphärisches Potential ausdrücken läßt, als Restwechselwirkung berücksichtigen. Da die "wahre" Restwechselwirkung unbekannt ist, wird sie versuchsweise als Summe aus einer kurzreichweitigen Paarkraft und einer langweitreichigen Quadrupolkraft angesetzt. Dieser Ansatz wird erst durch den Vergleich mit dem Experiment gerechtfertigt.

Die Paarkraft ähnelt in mancher Beziehung einer δ -Kraft und senkt wie diese den Zustand mit zu $I=0$ gekoppelten Drehimpulsen in gg-Kernen erheblich gegenüber anderen möglichen Drehimpulskopplungen ab und erklärt damit die Energielücke. Außerdem verringert die Paarkraft den Abstand der Schalenmodellniveaus stark, ohne sie jedoch zu vertauschen.

Schließlich hat die Paarkraft die Eigenschaft, eine sphärische Form des Kerns zu begünstigen. Die Paarkraft ist mit Hilfe des BCS-Formalismus verhältnismäßig einfach zu behandeln. Da durch die Paarkraft die Fermikante aufgeweicht wird, so daß die Niveaus in der Umgebung der Fermikante teilweise besetzt sind, spricht man nicht mehr von Teilchen und Löchern, sondern bezeichnet deren Kombination als "Quasiteilchen".

Die Quadrupolkraft ergibt sich als niedrigster wesentlich beitragender Anteil einer Multipolentwicklung der Restwechselwirkung. Als langreichweitige Kraft kann sie auf eine große Zahl von Nukleonen in kohärenter Weise einwirken und dadurch zu kollektiven Effekten, z.B. Schwingungen um die Gleichgewichtsgestalt des Kerns führen. Bei genügender Stärke der Quadrupolkraft ergibt sich eine bleibend deformierte Ruhestalt. Die Wellenfunktionen der Schwingungen in gg-Kernen sind Überlagerungen von Einteilchen-Einlochanregungen bzw. Zwei-Quasiteilchen-Zuständen.

Je nach der Stärke der Paar- und der Quadrupolkraft ergeben sich nun die verschiedenen Eigenschaften der Kerne im Übergangsgebiet. Berücksichtigt man nur die Paarkraft, so erhält man ein Modell unabhängiger Quasiteilchen, das sog. "Supraflüssigkeitsmodell". Nimmt man die Quadrupolkraft als Störung hinzu, sind die sphärischen oder nahezu sphärischen Kerne in der Nähe abgeschlossener Schalen gut beschreibbar. Das Modell läßt sich noch verbessern durch Berücksichtigung der Quasiteilchen-Phononen-Restwechselwirkung. Bei etwa gleich starker Quadrupol- und Paarkraft benutzen Baranger und Kumar (16) in ihrem "Pairing-plus-Quadrupol"-Modell die selbstkonsistente Hartree-Bogolyubov-Näherung.

Ist dagegen die Quadrupolkraft stärker als die Paarkraft, so ist es günstiger, von einem deformierten Potential auszugehen und die Paarkraft als Störung zu behandeln. Einen solchen Ansatz benutzten Mosel und Greiner (17), um die Potentialenergieflächen deformierter Kerne bis ins Übergangsgebiet zu berechnen.

Die Berechnung der Potentialenergiefläche - das ist die potentielle Deformationsenergie als Funktion der Deformationsparameter β und γ - erfolgt durch Lösung des Einteilchen-Hamilton-Operators und Aufsummierung der Einteilchenenergien. Das absolute Minimum der Deformationsenergie ist dann die Grundzustandsdeformation. Baranger und Kumar (16) sowie Mosel und Greiner (17) haben die Potentialenergieflächen mehrerer gg-Kerne berechnet. Dabei erhalten sie übereinstimmend das interessante Ergebnis, daß möglicherweise einige Kerne im Übergangsgebiet im Grundzustand dreiachsig deformiert sind. Endgültig läßt

sich das aber noch nicht behaupten, weil die Energie der Nullpunktschwingung in derselben Größenordnung wie die Deformationsenergie liegt.

In den genannten Arbeiten werden nur gg-Kerne betrachtet. Die Eigenschaften von Kernen mit ungerader Massenzahl (uA-Kerne) und von uu-Kernen werden jedoch stark von dem bzw. den ungepaarten Nukleonen beeinflusst. Deshalb lassen sich die für gg-Kerne berechneten Ergebnisse nicht ohne weiteres auf uA- und uu-Kerne übertragen. Die Effekte, die durch die Ankopplung eines ungepaarten Nukleons an den zu Kollektivbewegungen fähigen Rumpf hervorgerufen werden, sind hauptsächlich im Rahmen des "Kombinierten" Kernmodells untersucht worden, in dem das "Kollektivmodell" von Bohr und Mottelson (18) und das Nilsson-Modell (19) vereinigt sind.

B.3. Phänomenologische Modelle

Das Kollektivmodell basiert auf der Vorstellung, daß die Nukleonen sich in einem relativ zur Nukleonengeschwindigkeit langsam veränderlichen Potential bewegen und außerdem die Schwingungsfrequenz groß gegen die Rotationsfrequenz ist. Anders ausgedrückt heißt das: Die Rotation soll adiabatisch im Vergleich zur Teilchen- und Schwingungsbewegung erfolgen. Die Adiabasie-Annahme ermöglicht eine vollkommene Trennung der drei erwähnten Freiheitsgrade, ist aber bei den meisten Kernen schlecht oder überhaupt nicht erfüllt. Die wechselseitige Beeinflussung der Freiheitsgrade ist deshalb von großer Bedeutung. Die Rotations-Teilchen-Wechselwirkung, die sich besonders bei uA- und uu-Kernen bemerkbar macht, wurde zuerst von Kerman (20) ausführlich untersucht. Die Rotations-Vibrations-Wechselwirkung ist in der Mitte des Übergangsgebiets am stärksten. Faessler und Greiner (21) haben ein Rotations-Vibrations-Modell ausgearbeitet und auf gg-Kerne angewendet. Die Vibrations-Teilchen-Wechselwirkung wurde weniger systematisch untersucht. Sie ist die Grundlage für das "Core Excitation"-Modell, das de Shalit (22) mit gewissem Erfolg auf einige ug-Kerne in der Nähe des Bleis anwenden konnte.

Alle in diesem Abschnitt erwähnten Modelle werden als phänomenologisch bezeichnet, weil in ihnen eine Vielzahl von Parametern wie Deformation, Trägheitsmoment, Schwingungsenergien usw. verwendet werden, die für jeden Kern aus dem Experiment entnommen werden müssen.

Die Beschreibung von uu-Kernen im Übergangsgebiet im Rahmen eines phänomenologischen Modells läßt sich nach folgenden Gesichtspunkten durchführen: Zunächst soll die Art der möglichen kollektiven Anregungen diskutiert werden, die wegen der Energielücke am reinsten bei gg-Kernen beobachtet werden können. Am Beispiel der uA-Kerne läßt sich die Kopplung zwischen Rumpf und ungepaartem Teilchen sowie die Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Bewegungsformen studieren. Bei uu-Kernen muß dann zusätzlich noch die Drehimpulskopplung und die Restwechselwirkung zwischen dem ungepaarten Proton und Neutron betrachtet werden. Es zeigt sich, daß die Beschreibung der beiden Grenzfälle, nämlich sphärischer und stark deformierter Kerne am einfachsten ist.

B.3.1. Kollektive Bewegungen

Kollektive Bewegungen werden durch kollektive Variable dargestellt. Dazu wird der Kernradius R in einem raumfesten Koordinatensystem nach Kugelfunktionen entwickelt:

$$R(\vartheta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}(\vartheta, \phi) \right) \quad (\text{B.1})$$

Meistens werden nur Quadrupoldeformationen mit den 5 Parametern $\alpha_{2\mu}$ berücksichtigt. Bei bleibend deformierten Kernen ist es zweckmäßiger, auf ein kernfestes Koordinatensystem überzugehen, dessen Lage im Raum durch die 3 Eulerwinkel charakterisiert wird. Die Form des Kerns wird dann durch die Deformationsparameter β und γ ausgedrückt, so daß den 5 $\alpha_{2\mu}$ wieder 5 Variable entsprechen.

Bei bleibend deformierten Kernen werden Rotationen sowie Quadrupoloberflächenschwingungen beobachtet. Die letzteren werden meistens als harmonische Schwingungen in den Deformationsparametern β und γ ausgedrückt. Bei Kernen mit sphärischer Ruhestalt werden dagegen keine Rotationszustände gefunden. Ihre Quadrupol- oder Oktupoloberflächenschwingungen werden mit Hilfe der $\alpha_{2\mu}$ bzw. $\alpha_{3\mu}$, also im Laborsystem beschrieben.

B.3.2. Rumpf-Teilchen-Kopplung

Die Rumpf-Teilchen-Kopplung ist in uA- und uu-Kernen von großer Bedeutung. Sie soll hier im Bild eines extremen Einteilchenmodells betrachtet werden, in dem angenommen wird, daß sich nur das ungepaarte Teilchen außerhalb des von den übrigen Teilchen gebildeten Rumpfes befindet. Die Wechselwirkung zwischen Rumpf und äußeren Teilchen ist je nach Deformation verschieden. Man unterscheidet wieder zwei Grenzfälle: Bei starker Deformation liegt eine starke, bei sphärischen Kernen eine schwache Rumpf-Teilchen-Kopplung vor.

B.3.2.1. Schwache Kopplung

In dieser Näherung kann man den Hamilton-Operator H als Summe aus einem Vibrationsterm H_V des Rumpfes und einem Teilchen-Anteil $H_T = P^2/2m + V(r, \alpha_{2\mu})$ ansetzen. $V(r, \alpha_{2\mu})$ stellt das Teilchen-Potential dar, das bei Beschränkung auf kleine Quadrupoldeformationen nach den $\alpha_{2\mu}$ entwickelt werden kann. Man erhält dann:

$$H = H_V + \frac{p^2}{2m} + V(r) + V'(r) \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^* \quad (B.2)$$

Der Term $H_{VT} = V'(r) \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^*$ beschreibt die Wechselwirkung zwischen dem ungepaarten Teilchen und den Schwingungen in $\alpha_{2\mu}$. Die Ableitung $V'(r)$ des Potentials ist ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung. Da $V'(r)$ nur an der Kernoberfläche von Null verschieden ist, kann man die schwache Kopplung in erster Näherung als Oberflächkopplung ansehen.

Läßt man H_{VT} außer acht, so setzt sich der Grundzustand des Systems aus dem Rumpf im Grundzustand (kein Phonon) und dem niedrigsten Einteilchenzustand zusammen. Der Gesamtdrehimpuls wird durch den Teilchendreimpuls j gegeben. Angeregte Zustände bestehen aus höheren Teilchenzuständen oder aus Anregungen des Rumpfes. Bei der Kopplung eines 1-Phonon-Zustandes ($N=1$ mit Spin 2^+) mit dem Teilchenzustand j entsteht ein entartetes Multiplett mit den Spins $|j-2| \leq I \leq j+2$ bei der Anregungsenergie $\hbar\omega$ der Schwingung. Die Vibrations-Teilchen-Wechselwirkung H_{VT} spaltet dieses Multiplett durch Beimischung von Zuständen auf, deren Phononenzahl sich um 1 und deren Teilchendreimpuls sich maximal um 2 von j unterscheidet. Das hier sehr kurz skizzierte "Core Excitation"-Modell (22) wurde u.a. auf ^{193}Ir angewendet (23).

B.3.2.2. Starke Kopplung

Der Grenzfall starker Kopplung liegt bei Kernen mit bleibender Deformation vor. Es ist deshalb zweckmäßig, das Einteilchenpotential $V(r, \beta, \gamma)$ als Funktion der Parameter β und γ anzusetzen.

Der Einteilchen-Hamilton-Operator lautet damit im kernfesten Koordinatensystem:

$$H_T = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(r, \beta, \gamma) \quad (\text{B.3})$$

Da bisher keine zwingende experimentelle Notwendigkeit besteht, β -achsige deformierte Kerne zu betrachten, geht man davon aus, daß der Grundzustand achsialsymmetrisch deformiert ist ($\gamma=0$). Man kann dann entsprechend den Hauptachsen des Kerns ein kernfestes Koordinatensystem mit den Achsen "1", "2" und "3" definieren und die Achse der Rotationssymmetrie (= Figurenachse) als "3"-Achse bezeichnen. In dem achsialsymmetrisch deformierten Potential $V(r, \beta, \gamma=0)$ ist der Teilchendrehimpuls keine Bewegungskonstante, sondern nur noch dessen Projektion j_3 auf die Figurenachse. Die Eigenwerte von j_3 werden mit Ω bezeichnet.

Der Gesamt-Hamilton-Operator H , in dem die Vibration zunächst vernachlässigt werden soll, setzt sich aus Einteilchen- und Rotationsbewegung zusammen.

Der Hamilton-Operator

$$H_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{R_1^2}{g_1} + \frac{R_2^2}{g_2} + \frac{R_3^2}{g_3} \right) \quad (\text{B.4})$$

beschreibt die Rotation des Gesamtsystems von Rumpf und Teilchen bezüglich eines raumfesten Koordinatensystems mit den Achsen x, y, z . Da bisher keine Rotation um die Figurenachse beobachtet wurde, kann man die 3-Komponente des Drehimpulses $R_3=0$ setzen. Außerdem gilt wegen der Achsialsymmetrie für die Komponenten des Trägheitsmoments $g_1=g_2=g$. Man kann den Hamilton-Operator H damit folgendermaßen schreiben:

$$H = H_{\text{rot}} + H_T = \frac{\hbar^2}{2g} \vec{R}^2 + \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(r, \beta, 0) \quad (\text{B.5})$$

Die beiden letzten Terme sind gleich dem Teilchen-Hamilton-Operator H_T und stellen die Teilchenbewegung relativ zum Rumpf dar, der erste Term die Rotation von Rumpf und Teilchen im Raum.

Da der Teilchendreimpuls $\vec{j}$ keine Bewegungskonstante ist, wohl aber der Gesamtdreimpuls $\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$, kann $\vec{R}$ keine Konstante sein. Man ersetzt deshalb $\vec{R}$ in (B.5) durch $\vec{R} = \vec{I} - \vec{j}$:

$$H = \frac{\hbar^2}{2g} (\vec{I} - \vec{j})^2 + H_T \quad (\text{B.6})$$

$$\begin{aligned} \text{Mit } (\vec{I} - \vec{j})^2 &= \vec{I}^2 + \vec{j}^2 - 2\vec{I}\vec{j} \\ &= \vec{I}^2 + \vec{j}^2 - 2(I_1 j_1 + I_2 j_2 + I_3 j_3) \end{aligned}$$

$$\text{sowie } I_{\pm} = I_1 \pm i I_2 \text{ und } j_{\pm} = j_1 \pm i j_2$$

läßt sich H folgendermaßen schreiben:

$$H = H_R + \tilde{H}_T + H_{RTW} \quad (\text{B.7})$$

$$H_R = \frac{\hbar^2}{2g} (\vec{I}^2 - 2I_3 j_3 + j_3^2) \quad \begin{array}{l} \text{Rotationsanteil} \\ (\text{B.8}) \end{array}$$

$$\tilde{H}_T = H_T + \frac{\hbar^2}{2g} (j_1^2 + j_2^2) \quad \begin{array}{l} \text{Teilchenanteil} \\ (\text{B.9}) \end{array}$$

$$H_{RTW} = \frac{\hbar^2}{2g} (I_+ j_- + I_- j_+) \quad \begin{array}{l} \text{Rotations-Teilchen} \\ \text{Wechselwirkung} \\ (\text{B.10}) \end{array}$$

Die beiden Terme (B.8) und (B.9) weichen von der üblichen Definition ab, um den späteren Übergang zum uu-Kern zu erleichtern. I und $I_3 = j_3$ haben die Eigenwerte $I(I+1)$ bzw. K , so daß die Energieeigenwerte des Hamilton-Operators (B.7) unter Vernachlässigung von H_{RTW} lauten:

$$E(I, K) = \frac{\hbar^2}{2g} (I(I+1) - K^2) + \tilde{E}_T \quad (K \neq \frac{1}{2}) \quad (\text{B.11})$$

Die Teilchenenergie $\tilde{E}_T$ enthält den Erwartungswert $\langle j_1^2 + j_2^2 \rangle$ und ist nur näherungsweise ein Eigenwert, da die Dreimpulskomponenten j_1 und j_2 keine Bewegungskonstanten sind.

(B.11) besagt, daß sich auf jedem Teilchenzustand mit K und E_T eine Rotationsbande mit den Spins $I = K, K+1, \dots$ aufbaut.

B.3.2.3. Rotations-Teilchen-Wechselwirkung

In (B.11) ist die Rotations-Teilchen-Wechselwirkung (RTW), die ein Analogon zur Corioliskraft darstellt, nicht berücksichtigt. Das Matrixelement von H_{RTW} ist nur zwischen Zuständen mit $\Delta K=1$ von Null verschieden. H_{RTW} trägt deshalb erst in 2. Ordnung zur Energie bei, außer bei $K=1/2$. Wenn $K=1/2$ ist, enthält die Wellenfunktion aus Symmetriegründen auch einen Anteil mit $K=-1/2$, so daß Diagonalelemente auftreten. Sie werden durch den sog. Entkopplungsparameter a ausgedrückt.

Die RTW mischt Zustände mit verschiedenem K , aber demselben I , also Zustände verschiedener Rotationsbanden mit $\Delta K=\pm 1$ oder $K=1/2$. Im Bereich starker Deformation, in dem die Teilchenanregungsenergien groß gegen die Rotationsenergien und die Rotationsbanden dementsprechend weit voneinander entfernt sind, liefert die RTW bei niedrigen Anregungsenergien nur einen kleinen Beitrag. Im Übergangsgebiet ist dagegen eine stärkere Vermischung zu erwarten, da Teilchen- und Rotationsanregungen von gleicher Größenordnung sind und auch der "Kopplungsparameter" $\frac{\hbar^2}{2g}$ wegen des kleineren Trägheitsmoments g größer wird.

B.3.3. Modell der starken Kopplung für uu-Kerne

Das Modell der starken Rumpf-Teilchen-Kopplung läßt sich ohne Schwierigkeiten auf uu-Kerne erweitern. Dieses Modell basiert auf der Annahme, daß sowohl das ungepaarte Proton als auch das ungepaarte Neutron stark an den deformierten Rumpf gebunden ist und die Proton-Neutron-Wechselwirkung als Störung betrachtet werden kann. Läßt man wieder die Vibration außer acht, erhält man den Hamilton-Operator H , der sich konsequent aus dem des uA-Kerns (B.5) ergibt:

$$H = \frac{\hbar^2}{2g} \vec{R}^2 + H_P + H_N + V_{PN} \quad (B.12)$$

H_P und H_N stellen wieder die Proton- bzw. Neutronbewegung relativ zum Rumpf dar, $\frac{\hbar^2}{2g} \vec{R}^2$ die Rotation des Gesamtsystems im Raum. V_{NP} ist die Proton-Neutron-Restwechselwirkung.

Man ersetzt nun wieder den Drehimpuls der Rotation R durch den Gesamtdrehimpuls $\vec{I}$ und die Teilchendrehimpulse $\vec{J}_P$ und $\vec{J}_N$.

Durch Einsetzen der Beziehung $\vec{R} = \vec{I} - \vec{j}_P - \vec{j}_N$ erhält man mit einigen Umformungen schließlich:

$$H = H_R + \tilde{H}_P + \tilde{H}_N + H_{RTW} + H_{PN} + V_{PN} \quad (\text{B.13})$$

Die einzelnen Anteile haben folgendes Aussehen:

Der Rotationsterm:

$$H_R = \frac{\hbar^2}{2g} (\vec{I}^2 - 2I_3(j_{P3} + j_{N3}) + (j_{P3} + j_{N3})^2)$$

Die Teilchen-Operatoren:

$$\tilde{H}_P = H_P + \frac{\hbar^2}{2g} (j_{P1}^2 + j_{P2}^2) \quad \text{und} \quad \tilde{H}_N = H_N + \frac{\hbar^2}{2g} (j_{N1}^2 + j_{N2}^2)$$

Die Rotations-Teilchen-Wechselwirkung:

$$H_{RTW} = -\frac{\hbar^2}{2g} (I_+ (j_{P-} + j_{N-}) + I_- (j_{P+} + j_{N+}))$$

Die Proton-Neutron-Kopplung:

$$H_{PN} = \frac{\hbar^2}{2g} (j_{P+} j_{N-} + j_{P-} j_{N+})$$

Vernachlässigt man H_{RTW} , H_{PN} und V_{PN} , so erhält man folgende Energie-Eigenwerte:

$$E(I, K) = \frac{\hbar^2}{2g} (I(I+1) - K^2) + \tilde{E}_P + \tilde{E}_N \quad (\text{B.14})$$

($K \neq 0, K \neq \frac{1}{2}$)

Dabei wurde verwendet, daß $I_3 = j_{P3} + j_{N3}$ ist und daß $\vec{I}^2$ die Eigenwerte $I(I+1)$ und I_3 die Eigenwerte K hat. K ist andererseits gleich $\Omega_P + \Omega_N$ oder gleich $|\Omega_P - \Omega_N|$, je nachdem, ob j_{P3} und j_{N3} parallel oder antiparallel gekoppelt sind.

Bevor die Formel (B.14) in Abschnitt B.3.5. näher erläutert wird, soll kurz der Einfluß der darin nicht berücksichtigten Störterme diskutiert werden.

Die Rotations-Teilchen-Wechselwirkung hat nur nichtdiagonale Matrixelemente mit $\Delta K = \pm 1$ und liefert also nur Beiträge 2. Ordnung.

Die Proton-Neutron-Kopplung H_{PN} , die auch als Konfigurations-Wechselwirkung bezeichnet wird, hat dagegen außer nichtdiagonalen Elementen ($\Delta K = \pm 1$) auch Diagonalelemente, also Beiträge zur 1. Ordnung, wenn $\Omega_P = \Omega_N = \frac{1}{2}$. Diese haben zur Folge, daß sowohl in der ($K = \Omega_P - \Omega_N = 0$)-Bande als auch in der ($K = \Omega_P + \Omega_N = 1$)-Bande

die Niveaus mit geradem I gegen die mit ungeradem I verschoben werden, so daß sich 4 gegeneinander verschobene Banden ergeben. Die durch die Beiträge 2. Ordnung von H_{RTW} und H_{PN} bedingten Niveauverschiebungen lassen sich häufig durch eine Renormierung (Vergrößerung) des Trägheitsmoments kompensieren. Das bedeutet, daß der Einfluß von H_{RTW} und H_{PN} in 2. Ordnung in diesen Fällen nicht aus dem Niveauschema bestimmt werden kann. Man muß dazu Übergangswahrscheinlichkeiten heranziehen, die für Beimischungen verschiedener K -Werte empfindlich sind. H_{RTW} und H_{PN} werden zusammen auch als Coriolis-Kopplung bezeichnet.

Die Restwechselwirkung V_{PN} wirkt nicht auf die Kollektivkoordinaten. Nur wenn $K=|\Omega_P - \Omega_N|=0$ ist, verursacht V_{PN} eine Aufspaltung der Rotationsbande in einen Zweig mit geradem I und einen Teil mit ungeradem I . Dieser Effekt wirkt sich z.B. bei ^{242}Am so aus, daß der Zustand mit $I=1$ und $K=0$ als Grundzustand beobachtet wird (24).

In der Näherung (B.14) sind keine Rumpf-Anregungen berücksichtigt, die die Niveaustuktur noch erheblich komplizierter machen. Selbst wenn man annimmt, daß das niedrigste Vibrationsniveau erst bei einigen hundert keV Anregungsenergie erscheint, werden die Rotationsbanden durch die Rotations-Vibration-Wechselwirkung gestört. Diese Störung läßt sich näherungsweise durch Addition des Korrekturterms $B \cdot I^2(I+1)^2$ beschreiben.

B.3.4. Proton-Neutron-Restwechselwirkung

Neben der schon erwähnten Wirkung auf $K=0$ -Banden hat V_{PN} die Eigenschaft, die im Nilsson-Modell entarteten Zustände mit $K^\pm = |\Omega_P \pm \Omega_N|$ aufzuspalten. Für diese Aufspaltung wurden von Gallagher und Moszkowski (25) folgende empirische Kopplungsregeln für den energetisch tieferen Zustand angegeben:

$$\begin{aligned} K &= \Omega_P + \Omega_N & \text{wenn } \Omega_P &= \Lambda_P \pm \frac{1}{2} & \text{und } \Omega_N &= \Lambda_N \pm \frac{1}{2} \\ K &= |\Omega_P - \Omega_N| & \text{wenn } \Omega_P &= \Lambda_P \pm \frac{1}{2} & \text{und } \Omega_N &= \Lambda_N \pm \frac{1}{2} \end{aligned}$$

Dabei sind Λ_P , Λ_N und $\Sigma_P = \Sigma_N = \frac{1}{2}$ die Eigenwerte der Projektionen der Bahndrehimpulse bzw. der Spins auf die kernfeste 3-Achse.

Die Regeln besagen, daß das Proton und das Neutron die Tendenz haben, ihre Spins wie im Deuteron parallel zu koppeln. Sie sind in nahezu allen untersuchten Fällen erfüllt. Das ist insofern erstaunlich, als die Aufspaltung bei schweren Kernen im Mittel nur etwa 100 keV beträgt und von verschiedenen Störungen überlagert sein kann:

- 1) Störungen durch die Rotations-Teilchen-Wechselwirkung H_{RTW} und die Proton-Neutron-Kopplung H_{PN} .
- 2) Verschiebung der Niveaus $K^\pm$ durch den Rotationsanteil H_R des Hamilton-Operators (B.13).
- 3) Λ_P , Λ_N , Σ_P und Σ_N sind nur asymptotisch bei sehr großer Deformation gute Quantenzahlen. Gerade im Übergangsgebiet können die Wellenfunktionen stark in Λ und Σ gemischt sein.

Die Restwechselwirkung V_{PN} wurde für sphärische Kerne von de-Shalit (26) und für deformierte Kerne besonders von Newby (27) und de Pinho und Picard (28) untersucht.

Ausgehend von der Analogie zum Deuteron könnte man erwarten, daß V_{PN} eine komplizierte Mischung verschiedener Komponenten zentraler und nichtzentraler Kräfte mit unterschiedlichen Austauschigenschaften ist. Tatsächlich stellt sich jedoch heraus, daß schon ein wesentlich einfacherer Ansatz die bisherigen Beobachtungen erklären kann. So benutzten de Pinho und Picard (28) eine Wechselwirkung der Form:

$$V_{PN} = V(|r_{PN}|) \{ (1 - \alpha) + \alpha \vec{\sigma}_P \cdot \vec{\sigma}_N \} \quad (\alpha \geq 0,15) \quad (B.15)$$

Sie konnten zeigen, daß mit dieser Kraft die Aufspaltung des $K^\pm$ -Doublets im Sinne der Regeln von Gallagher-Moszkowski erfolgt. Den Ansatz (B.15), der schon von Brennan und Bernstein (60) für sphärische Kerne verwendet wurde, kann man als eine stark spinabhängige Zentralkraft charakterisieren. Insofern ist es nicht überraschend, daß (B.15) die Tendenz zur Parallelstellung der Spins gut beschreiben kann. Wahrscheinlich muß (B.15) aber doch verfeinert werden, wenn weitere experimentelle Fakten erklärt werden müssen.

B.3.5. Anregungen in deformierten uu-Kernen

Zur Diskussion der Niveaustuktur deformierter uu-Kerne im Bereich von einigen 100 keV Anregungsenergie muß Formel (B.14) herangezogen werden:

$$E(I, K) = \frac{\hbar^2}{2g} (I(I+1) - K^2) + \tilde{E}_p + \tilde{E}_N \quad (\text{B.14})$$

Diese Formel besagt zunächst, daß sich auf jedem Teilchenzustand K eine Rotationsbande mit $I=K, K+1, \dots$ aufbaut. Die Teilchenzustände ergeben sich durch die Kopplung des unpaarigen Protons mit dem unpaarigen Neutron. Die Zustände $K^\pm = |\Omega_p \pm \Omega_N|$ sind im deformierten Einteilchenmodell aufgrund gewisser Symmetrien entartet. Die Entartung wird im Kern jedoch durch zwei Effekte aufgehoben:

- a) Der Rotationsanteil $E_{\text{rot}} = \hbar^2 / 2g (I(I+1) - K^2)$ gibt für $I=K^\pm$ verschiedene Beiträge $\hbar^2 / 2g K^\pm$. Dadurch erhält man eine Aufspaltung um $\Delta E = \hbar^2 / 2g (K^+ - K^-)$, so daß der K^+ -Zustand um ΔE höher als der K^- -Zustand liegt.
- b) Die Restwechselwirkung V_{PN} führt zu der in Abschnitt 3.4. diskutierten Aufspaltung.

Die beiden Effekte können je nach der Zusammensetzung der Spins $\Omega = \Lambda \pm \Sigma$ gleichsinnig oder entgegengesetzt wirken.

Die Bestimmung der Teilchenzustände und -energien erfolgt im Rahmen dieses phänomenologischen Modells am einfachsten in dem benachbarten ug- und gu-Kern, der denselben Rumpf, aber jeweils ein Neutron bzw. ein Proton weniger als der betrachtete uu-Kern besitzt. Die Anregungsenergien des benachbarten ug(gu)-Kerns sind durch (B.11) gegeben:

$$E_{p(n)}(I, K) = \frac{\hbar^2}{2g} (I(I+1) - K^2) + \tilde{E}_{p(n)} \quad (\text{B.11})$$

Setzt man für die benachbarten Kerne dasselbe Trägheitsmoment g ein, so sind die Energien $\tilde{E}_p = E_p + \frac{\hbar^2}{2g} \langle j_1^2 + j_2^2 \rangle$ und E_N in (B.11) und (B.14) bis auf Korrekturen höherer Ordnung identisch.

Der Rotationsanteil in (B.11) beträgt bei $I=K=\Omega$ für das Proton $E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2g} \Omega_p$ und für das Neutron $E_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{2g} \Omega_N$.

Die Teilchen-Niveaus im uu-Kern ergeben sich in dieser Näherung für $K^+ = \Omega_P + \Omega_N$ einfach durch Addition der entsprechenden Proton- und Neutronanregungsenergie im ug- bzw. gu-Kern:

$$\begin{aligned} E_P(\Omega_P, \Omega_P) + E_N(\Omega_N, \Omega_N) &= \frac{\hbar^2}{2g} \Omega_P^2 + \tilde{E}_P + \frac{\hbar^2}{2g} \Omega_N^2 + \tilde{E}_N \\ &= \frac{\hbar^2}{2g} (\Omega_P + \Omega_N)^2 + \tilde{E}_P + \tilde{E}_N \\ &= E(K^+, K^+) \end{aligned}$$

Das Niveau mit $K^- = |\Omega_P - \Omega_N|$ liegt gemäß der Rotationsaufspaltung um $\Delta E = \frac{\hbar^2}{2g} |K^+ - K^-|$ tiefer als $E(K^+, K^+)$.

Das hier geschilderte Verfahren ist in Abb.1 schematisch dargestellt. Die abgekürzten Bezeichnungen bedürfen keiner Erklärung. In der vorletzten Spalte der Abbildung ist nur die Rotationsaufspaltung, in der letzter außerdem die Proton-Neutron-Restwechselwirkung berücksichtigt.

Unberücksichtigt sind dagegen Einflüsse der Coriolis-Wechselwirkung H_{RTW} und H_{PN} und der Vibration.

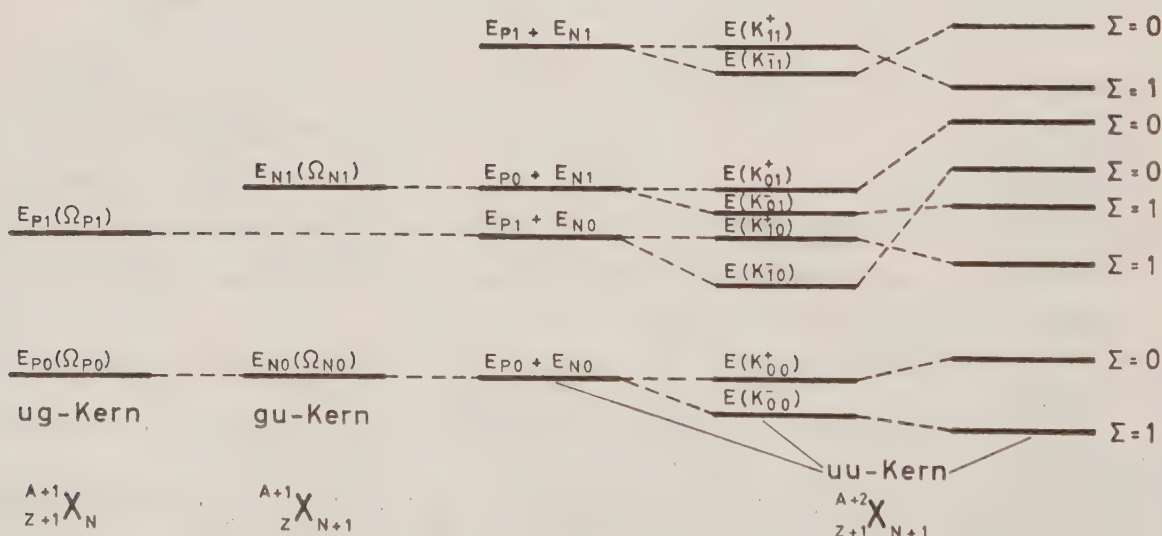


Abb.1: Niveau-Aufspaltung in schweren uu-Kernen

B.4. Die Deformation der Ir-Isotope

Das in den vorhergehenden Abschnitten kurz skizzierte kollektive Kernmodell ist auch in den Übergangsgebieten bei Kernen mit geringerer Deformation angewendet worden. Da es außerdem das einfachste Modell für uu-Kerne ist, erscheint es zweckmäßig, die Eigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten Isotope ^{192}Ir und ^{194}Ir in diesem Modell zu diskutieren. Dafür spricht auch, daß die Grundzustände und die niedrigsten Teilchen-Anregungen der ungeraden Ir-Isotope mit dem Nilsson-Schema bei $\delta \approx 0,2$ übereinstimmen und noch deutlich ausgeprägte Rotationsbanden zu beobachten sind (29,30,31). Bei ^{193}Ir ist es allerdings auch möglich, die niedrigsten kollektiven Zustände mit dem Core Excitation Modell zu erklären (23).

Im Zusammenhang mit den erörterten Fragen wäre die Kenntnis der Deformation der ^{192}Ir - und ^{194}Ir -Isotope von großem Interesse. Da für diese Kerne noch keine experimentellen Daten vorliegen, die die Berechnung ermöglichen, soll eine grobe Abschätzung an Hand von Daten der benachbarten Kerne vorgenommen werden. Als Maß für die Deformation können u.a. das elektrische Quadrupolmoment und das Trägheitsmoment betrachtet werden.

a) Quadrupolmomente

Die inneren Grundzustands-Quadrupolmomente Q_0 von ^{191}Ir und ^{193}Ir wurden von R.H. Davis et al. (32) mit Coulomb-Anregung unter Annahme einer starken Rumpf-Teilchen-Kopplung zu 3,1 bzw. 3,2 barn bestimmt. Daraus ergibt sich mit der bekannten Formel $Q_0 = 0,8ZR^2\delta(1 + \frac{2}{3}\delta)$ die Deformation von $\delta \approx 0,15$ für beide Isotope. Da uu-Kerne im allgemeinen eine größere Deformation als die benachbarten uA-Kerne besitzen, kann man 0,15 als untere Grenze für ^{192}Ir und ^{194}Ir ansehen.

Für ^{191}Ir und ^{193}Ir wurden auch die spektroskopischen Quadrupolmomente Q gemessen (33). Der Wert beträgt für beide Kerne 1,5 barn. Das entspricht einem Projektionsfaktor P in $Q = P \cdot Q_0$ von 0,5. Dieser Faktor ist etwa doppelt so groß wie er für die starke Rumpf-Teilchen-Kopplung erwartet wird. Da für schwache Kopplung $P=1$ ist, zeigt auch der Projektionsfaktor, daß die Ir-Kerne im Übergangsgebiet liegen.

Aus dieser Überlegung folgt auch, daß die inneren Quadrupolmomente wahrscheinlich größer als die Werte von Davis sind, bei deren Bestimmung eine starke Kopplung angenommen wurde.

b) Trägheitsmomente

Eine Systematik der Trägheitsmomente ergibt, daß die Trägheitsmomente von uA-Kernen ausnahmslos größer als die benachbarter gg-Kerne sind. Die Trägheitsmomente von uu-Kernen sind nochmals größer als die von uA-Kernen. Die Trägheitsparameter $\frac{\hbar^2}{2g}$ betragen bei den ungeraden Ir-Isotopen, die Rotationsbanden zeigen, etwa 30 keV (gegenüber 10 keV bei stark deformierten Kernen), so daß auch für die uu-Isotope von Iridium Rotationsstruktur erwartet werden kann.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Ir-Isotope, die meistens nicht mehr zu den deformierten Kernen gezählt werden, noch eine deutliche Deformation aufweisen, die ihre Betrachtung im kombinierten Kernmodell nicht nur rechtfertigt, sondern auch zweckmäßig erscheinen läßt. Allerdings wird das Modell sehr kompliziert, weil die Wechselwirkungen der verschiedenen Freiheitsgrade berücksichtigt werden müssen.

C. Messungen mit thermischen Neutronen

In diesem Kapitel wird über die experimentellen Anordnungen, die Messungen mit thermischen Neutronen und deren primäre Auswertung berichtet. Die hochenergetischen Spektren wurden mit einem Ge(Li)-NaJ(Tl)-Paarspektrometer am Forschungsreaktor München (FRM)⁺, die niederenergetischen am Forschungsreaktor Frankfurt (FRF) mit Ge(Li)-Detektoren aufgenommen.

C.1. Targets

Für die Messungen standen hochangereicherte Targets vom Oak Ridge National Laboratory (ORNL) zur Verfügung. Die totalen Wirkungsquerschnitte betragen bei der Neutronenenergie $E_n = 0,0253$ eV für ^{191}Ir $\sigma_1 = 924 \pm 53$ b und für ^{193}Ir $\sigma_2 = 112,5 \pm 7,5$ b (34). Mit diesen Werten, die praktisch gleich den (n, γ)-Querschnitten sind, wurde das Verhältnis der Einfangraten von ^{191}Ir und ^{193}Ir in den beiden angereicherten Proben und zum Vergleich im natürlichen Isotopengemisch berechnet und in Tabelle C1 zusammengefaßt:

Tabelle C1: Isotopenanteile und relative Einfangraten

	Isotopenanteil(%)		Verhältnis der Einfangraten $p_1\sigma_1/p_2\sigma_2$
	$p_1(^{191}\text{Ir})$	$p_2(^{193}\text{Ir})$	
^{191}Ir -Probe	94,7	5,3	145 : 1
^{193}Ir -Probe	1,3	98,7	1 : 9
nat. Iridium	38,5	61,5	5 : 1

Da das Verhältnis der Einfangraten in den ^{194}Ir -Spektren nur 9 : 1 betrug, mußte in diesen Spektren der Anteil von ^{192}Ir subtrahiert werden.

⁺Für die Möglichkeit, diese Messungen am FRM durchzuführen und die Unterstützung bei den Experimenten sei den Mitarbeitern der Reaktorstation in München-Garching, insbesondere Herrn Dr. O.W.B. Schult, herzlich gedankt.

C.2. Messungen mit dem Paarspektrometer

C.2.1. Meßanordnung und Justierung am FRM

Der hochenergetische Teil ($E_\gamma \gtrsim 4,5$ MeV) der thermischen Einfangspektren wurde mit einem Paarspektrometer am FRM mit interner Targetanordnung gemessen (Abb.2). Dazu stand der tangential am Core vorbeiführende Strahlkanal PD/FD zur Verfügung. Der Targetwechsel wurde von der FD-Seite vorgenommen, während das Spektrometer auf der PD-Seite aufgebaut war. Das Target befand sich in der Nähe des Cores in einem thermischen Neutronenfluß von $(5-8) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (35). Die Targetsubstanz befand sich in einer zylindrischen ca. 100 mg schweren Kapsel aus reinem Reaktorgraphit. Die Kapseln waren mit 0,1 mm starken Zirkon-drähten aufgehängt und mit einem Graphitgewicht beschwert.

Der Abstand zwischen Target und Spektrometer betrug 6 m. Die Strahlbegrenzung erfolgte durch eine Bleiblenke von 6 mm Durchmesser und 20 m Länge, die so nah am Target wie möglich im Innern der biologischen Abschirmung angebracht wurde, um die Untergrundstrahlung von den Kanalwänden und dem gegenüberliegenden Kanalende zu verringern. Durch die Blende wurde der Strahl am Spektrometer auf 2,5 cm Durchmesser begrenzt. Das entspricht einem Raumwinkel von $10^{-6} 4\pi$. Außerhalb des Reaktors konnte mit auswechselbaren Bleiblenken verschiedener Durchmesser der Strahlquerschnitt weiter reduziert werden, um den Photonenfluß der Belastbarkeit der Elektronik anzupassen. Ohne Verschlechterung der Energieauflösung konnten maximal 3000-5000 Impulse/sec zugelassen werden. Zur Unterdrückung schneller und langsamer Neutronen sowie niederenergetischer γ -Strahlung diente eine Filteranordnung aus 10 cm Paraffin, 6 mm Borplastik und 12 mm Blei. Die Transmission war im γ -Energie-Bereich von 4,4 - 6,2 MeV praktisch konstant und lag nach Testmessungen bei 40%. Durch die Filter und Blenden wurde gewährleistet, daß ein neutronen- und γ -untergrundfreier und nahezu paralleler Strahl zur Verfügung stand.

Die Vermessung des Strahls zur exakten Justierung des Spektrometers wurde mit γ -empfindlichen Polaroidfilmen durchgeführt (Polaroid Type 57, 3000 Speed, 9 h Belichtung)⁺. Abb. 3 zeigt eine solche Aufnahme, bei der sich die Kamera 1 m hinter dem Spektrometer befand. Deutlich erkennbar sind der durch die innere Bleiblende ($\varnothing=6$ mm) begrenzte direkte Strahl und der Streustrahl, der rechts scharf durch den NaJ-Ring und links oben weniger scharf durch die Austrittsblende des Kollimators begrenzt wurde.

C.2.2. Aufbau und Eigenschaften des Paarspektrometers

Das Paarspektrometer bestand aus einem Ge(Li)-Zentraldetektor und einem optisch in 4 Sektoren unterteilten NaJ-Ring von 5" Länge und 6,5" Durchmesser. Eine achsiale Bohrung von 6 cm Durchmesser diente zur Aufnahme des Detektor-Kryostaten. In der ersten Version wurde das Spektrometer mit einem von Dr. H. Hanle im IKF hergestellten Ge-Detektor benutzt (s. Abb.2). Dieser Detektor hatte eine für Paarspektrometer sehr günstige Form: Er war koaxial gedriftet und hatte eine Länge von 4 cm und einen Querschnitt von 4 cm^2 . Mit diesem Detektor konnte nur ^{194}Ir gemessen werden, denn er zeigte eine im Laufe der Zeit zunehmende Neigung, die Ausgangsamplitude der Impulse sprunghaft bis zu 6% zu verändern. Da weder eine Erklärung noch Abhilfe für diesen Effekt zu finden war, mußten die Messungen an ^{192}Ir mit einem geometrisch wesentlich ungünstigeren Planardetektor (5 cm^2 , 7 mm) von Princeton γ -Tech durchgeführt werden (2. Version). Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieses Detektors war 7mal kleiner, während das Energieauflösungsvermögen beider Detektoren mit 7,5 keV bei 6 MeV gleich gut war. Um temperaturabhängige Drifterscheinungen möglichst gering zu halten, wurde das Paarspektrometer und die gesamte Elektronik mit einem klimatisierten Kunststoffzelt umgeben, dessen Innentemperatur auf etwa 1° stabilisiert werden konnte.

⁺An dieser Stelle möchte ich Herrn Dr. M. Müllner, Frankfurt, herzlich danken. Er stellte die Kameras zur Vermessung des γ -Strahls und des Neutronenstrahls (s. bschnitt C.3.1.) zur Verfügung und war bei der Auswertung der Neutronenstrahlungsaufnahmen behilflich.

Die elektronische Anordnung ist in Abb.4 schematisch dargestellt. Der Ge(Li)-Detektor wird mit 2 einander gegenüberliegenden NaJ-Sektoren in Dreifachkoinzidenz geschaltet, wobei die Differential-Diskriminatoren auf die 511 keV-Linie der Vernichtungsstrahlung eingestellt sind. Die anderen beiden NaJ-Sektoren werden mit möglichst niedriger Schwelle in Antikoinzidenz hinzugeschaltet. In einem zweiten Koinzidenzkreis werden Koinzidenz und Antikoinzidenz vertauscht. Wegen der guten Kollimierung waren die Zählraten in den NaJ-Sektoren so gering, daß die Koinzidenzauflösung nicht optimiert zu werden brauchte. Bei einer Koinzidenzauflösungszeit von 100 nsec waren zufällige Koinzidenzen völlig vernachlässigbar. Die Antikoinzidenz, die hauptsächlich auf Bremsstrahlung von Elektronen und Positronen anspricht, verbesserte das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis nur um höchstens 20%.

Insgesamt wird durch die Koinzidenz-Antikoinzidenz-Schaltung das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis für den Doppelescapepeak in den Ir-Spektren um den Faktor 10-15 verbessert, während der Singleescape- und Totalabsorptionspeak vollkommen unterdrückt werden. Die Doppelescapepeak-Empfindlichkeit verringerte sich um den Faktor 8.

Weitere Einzelheiten über das Paarspektrometer werden an anderer Stelle berichtet (36).

C.2.3. Bestimmung der Empfindlichkeit des Paarspektrometers

Wegen der Schwierigkeit absoluter Intensitätsmessungen wurde auf eine Bestimmung der absoluten Nachweisempfindlichkeit verzichtet. Die relative Empfindlichkeit zwischen 4 und 7 MeV wurde aus Kobalt- und Stickstoffspektren nach den Intensitätsangaben von Prestwich (37) bzw. Marion (38) bestimmt.

Aufgrund der geringen Streuung der Eichpunkte liegt der Fehler mit 99% Sicherheit zwischen 0% bei 6 MeV und 8% bzw. 5% bei 4,5 MeV für die 1. bzw. 2. Version des Paarspektrometers. Die Energieabhängigkeit des Fehlers erklärt sich dadurch, daß die relative Empfindlichkeit bei 6 MeV vorgegeben wurde (vgl. Anhang II).

C.2.4. Energie-Eichung

Um alle Fehlerquellen, wie elektronische Drift, Zählratenabhängigkeit der Verstärkung usw. auszuschließen, wurden zur Energie-Eichung simultan die Spektren von Iridium und Stickstoff gemessen. Zu diesem Zweck wurde der normalerweise evakuierte Reaktorkanal mit 1 bis 2 atm nachgereinigtem Stickstoffgas gefüllt. Diese Methode war wegen der umständlichen Targetwechselprozedur am bequemsten.

Folgende Linien der Reaktion $^{14}\text{N}(n,\gamma)^{15}\text{N}$ wurden verwendet (38):

Tabelle C2: Eichenergien der Reaktion $^{14}\text{N}(n,\gamma)^{15}\text{N}$

Energie (keV)	Übergänge pro 100 Einfänge
4508,8 ± 0,3	16,6 ± 0,8
5268,5 ± 0,2	30,6 ± 1,5
5297,4 ± 0,3	21,4 ± 1,1
5533,0 ± 0,3	18,8 ± 0,9
5562,0 ± 0,3	10,3 ± 0,5
6322,1 ± 0,4	18,8 ± 0,9

Diese Energiewerte sind nicht rückstoßkorrigiert, d.h. sie entsprechen den tatsächlichen Meßwerten und nicht den Übergangsenergien im Niveauschema. Die Ir-Energien (Tabellen C4 und C5) wurden nicht rückstoßkorrigiert, weil die Korrektur kleiner als 0,1 keV ist.

Die verwendete simultane Eichmethode hat bei linienreichen Spektren den Nachteil, daß die Eichpeaks durch die Überlagerung anderer Peaks gestört werden können. In den Ir-Spektren waren jeweils 3 der 6 Eichlinien beträchtlich gestört. Diese Störungen haben auch bei sorgfältiger numerischer Entfaltung der Spektren eine Verringerung der Eichgenauigkeit zur Folge, insbesondere dann, wenn die Eichspektren statistisch schlecht sind. Die Ir-Eichspektren konnten jeweils nur etwa 10 h akkumuliert werden, so daß die Eichung einen erheblichen Anteil des Gesamtfehlers ausmacht. Die Zusammensetzung des Gesamtfehlers wird in Anhang II diskutiert.

Die Nichtlinearität der elektronischen Anordnung wurde mit Hilfe eines Präzisionspulsers (Fluke, 4 Dekaden-Potentiometer) gemessen und bei der Energie-Eichung berücksichtigt (Anhang I).

C.2.5. Auswertungsmethode

Die Auswertung der Spektren erfolgte mit einem Programm "EDGA" von M. Schwengler (39), das für diese Arbeit noch erweitert werden mußte (Anhang IV).

In dem Programm EDGA wird die Peakform durch eine Gaußverteilung und der Untergrund durch eine Gerade beschrieben. Die zweite Annahme ist bei Paarspektren sehr gut erfüllt. Dagegen weichen die gemessenen Peaks je nach Energie und Ge(Li)-Detektor auf der niederenergetischen Seite mehr oder weniger deutlich von der Gaußform ab. Auf die Berücksichtigung der Peakasymmetrie wurde verzichtet, weil eine damit verbundene Erhöhung der Parameterzahl bei der Analyse von bis zu 7 überlappenden Peaks wahrscheinlich zu Konvergenzschwierigkeiten geführt hätte. Es mußten deshalb zusätzliche Fehler bei der Energie- und Intensitätsbestimmung in Kauf genommen werden (s. Anhang II).

C.2.6. Messungen an ^{194}Ir

Von ^{194}Ir wurden 3 Spektren aufgenommen: Das erste oberhalb der Bindungsenergie im Bereich von ca. 6-8 MeV, zur leichteren Identifizierung von Untergrund und Verunreinigungen, das zweite im hauptsächlich interessierenden Energiebereich zwischen 4,5 und 6,5 MeV, und als drittes schließlich das Iridium + Stickstoff-Eichspektrum. Das Untergrundspektrum des leeren Kanals wurde mit einer inneren Bleiblinde von 20 mm Durchmesser gemessen und enthielt nur Aluminiumlinien, die aber nach Verringerung des Blendendurchmessers auf 6 mm nicht mehr gefunden wurden.

Es wurden 25 mg $\pm$ 15 mb·mole angereichertes ^{193}Ir verwendet. Die Daten wurden in verhältnismäßig kurzen Zeitabständen etwa alle 7 Stunden ausgelesen. Trotzdem mußte der größere Teil der Spektren wegen der oben erwähnten Verstärkungsschwankungen verworfen werden.

Die Anpassung der Verstärkung und die Addition der auswertbaren Spektren erfolgte mit einem Programm "ADSU" (s. Anhang IV). Bei der Addition von 5 Spektren verschlechterte sich die Auflösung um weniger als 0,5 keV.

Das addierte Spektrum, dessen Auswertung die Daten in Tabelle C4 ergab, entspricht einer Gesamtmeßzeit von 37,7 h. Abb.5 zeigt dieses Spektrum nach Subtraktion des ^{192}Ir -Anteils. Insgesamt wurden im ^{194}Ir 106 Übergänge zu Niveaus bis 1700 keV Anregungsenergie gemessen.

Das Spektrum im Energiebereich zwischen 6 und 8 MeV wurde 24 h akkumuliert. Die Auswertung ergab die in Tab. C3 aufgeführten nicht zu Ir gehörenden Linien. Wegen der schlechten Statistik und der weit extrapolierten Eichung ist die Energiebestimmung ungenau.

Tabelle C3: Untergrundlinien in ^{194}Ir -Spektren

Untergrund E(keV)	Cl (+) E(keV)	Ni (41) E(keV)	Fe (41) E(keV)	Bemerkungen
7817		7817		
7789	7788,8			
7680 } komplex			7643	{enthält weitere nicht identifizierte Linien nicht identifiziert
7615 }			7629	
7464 unsicher				
7412	7413,9			
6839		6839		
6623	6622,6			
6458 (6454,6)				nicht identifiziert
6318 unsicher				nicht identifiziert
6112 (6110,7)	6110,9			

(+) nach eigener Messung

Die Identifizierung der Untergrundlinien wird sehr erschwert durch fehlende und zum Teil stark voneinander abweichende (n, γ)-Daten in der Literatur. Deshalb wurden z.B. die Cl(n, γ)-Energien in einer Testmessung bezogen auf $^{14}\text{N}(n,\gamma)^{15}\text{N}$ (38) und $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ (40) bestimmt.

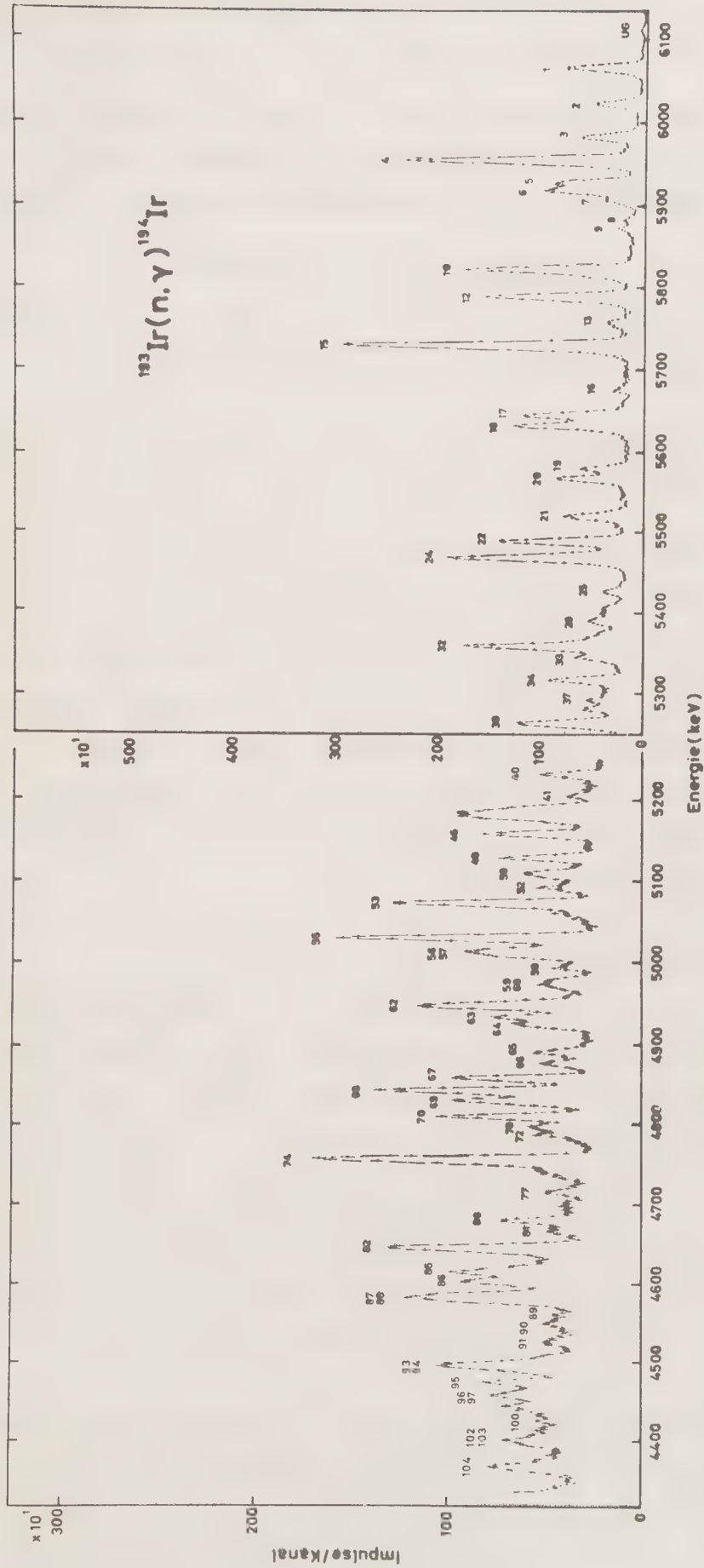


Abb.5: Hochenergetisches γ -Spektrum der Reaktion $^{193}\text{Ir}(n,\gamma)^{194}\text{Ir}$,
gemessen mit dem Paarspektrometer, nach Subtraktion des
Anteils der Reaktion $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

Der Vergleich mit den verfügbaren Daten, insbesondere Nuclear Data (41) für $Z \leq 46$, ergab:

- 1) Chlor und Nickel sind sicher als Verunreinigung vorhanden. Die Menge wurde zu weniger als $10^{-2} \text{mb} \cdot \text{mole}$ abgeschätzt (3 Zehnerpotenzen weniger als Iridium !).
- 2) Eisen ist wahrscheinlich vorhanden.
- 3) Weitere Elemente mit $Z \leq 46$ wurden nicht gesehen, speziell Aluminium und Natrium nicht.
- 4) Die Suche nach den vom ORNL angegebenen möglichen Verunreinigungen verlief bis auf Nickel negativ.
- 5) Wegen der Verwendung von Graphitkapseln war die Beobachtung der $(4945,46 \pm 0,17) \text{keV}$ -Linie (38) der Reaktion $^{12}\text{C}(n,\gamma)^{13}\text{C}$ zu erwarten. Es wurde jeweils ein starker Peak bei $4944,2 \text{ keV}$ (^{192}Ir), $4943,9 \text{ keV}$ (^{194}Ir) und $4943,9 \text{ keV}$ bei einer weiteren Messung (Terbium) gefunden. Die gute Übereinstimmung dieser 3 Energiewerte untereinander und ihre systematische Abweichung von dem Wert nach (38) zeigt, daß die Eichenergien in (38) nicht konsistent sind.

C.2.7. Messungen an ^{192}Ir

Da ^{192}Ir mit der um den Faktor 7 unempfindlicheren 2. Version des Paarspektrometers gemessen werden mußte, wurde zur Verdoppelung der Einfangrate eine größere Targetsubstanzmenge, nämlich $30 \text{ mb} \cdot \text{mole} \approx 6 \text{ mg}$, verwendet. Auch bei diesem Isotop wurden 3 Spektren mit zusammen $64,7 \text{ h}$ Meßzeit addiert, weil trotz der Temperaturstabilisierung auf $\pm 1^\circ\text{C}$ Schwankungen der Verstärkung auftraten. Das Spektrum ist in Abb.6 dargestellt. Die Auswertung ergab 123 Übergänge in einem Anregungsenergiebereich von etwa 1700 keV (Tabelle C5).

Bei diesem Isotop konnte aus Zeitmangel kein spezielles Spektrum zur Identifizierung etwaiger Verunreinigungen gemessen werden. Unterhalb $6,7 \text{ MeV}$ wurden jedoch zwei Chlor-Linien bei $6110,9$ und $6621,5 \text{ keV}$ gefunden, deren Intensität wie bei ^{194}Ir $10^{-2} \text{mb} \cdot \text{mole}$ entsprach. Eine weitere Linie bei $6453,9 \text{ keV}$, die auch im ^{194}Ir -Spektrum ($6454,6 \text{ keV}$) vorhanden ist, konnte nicht zugeordnet werden.

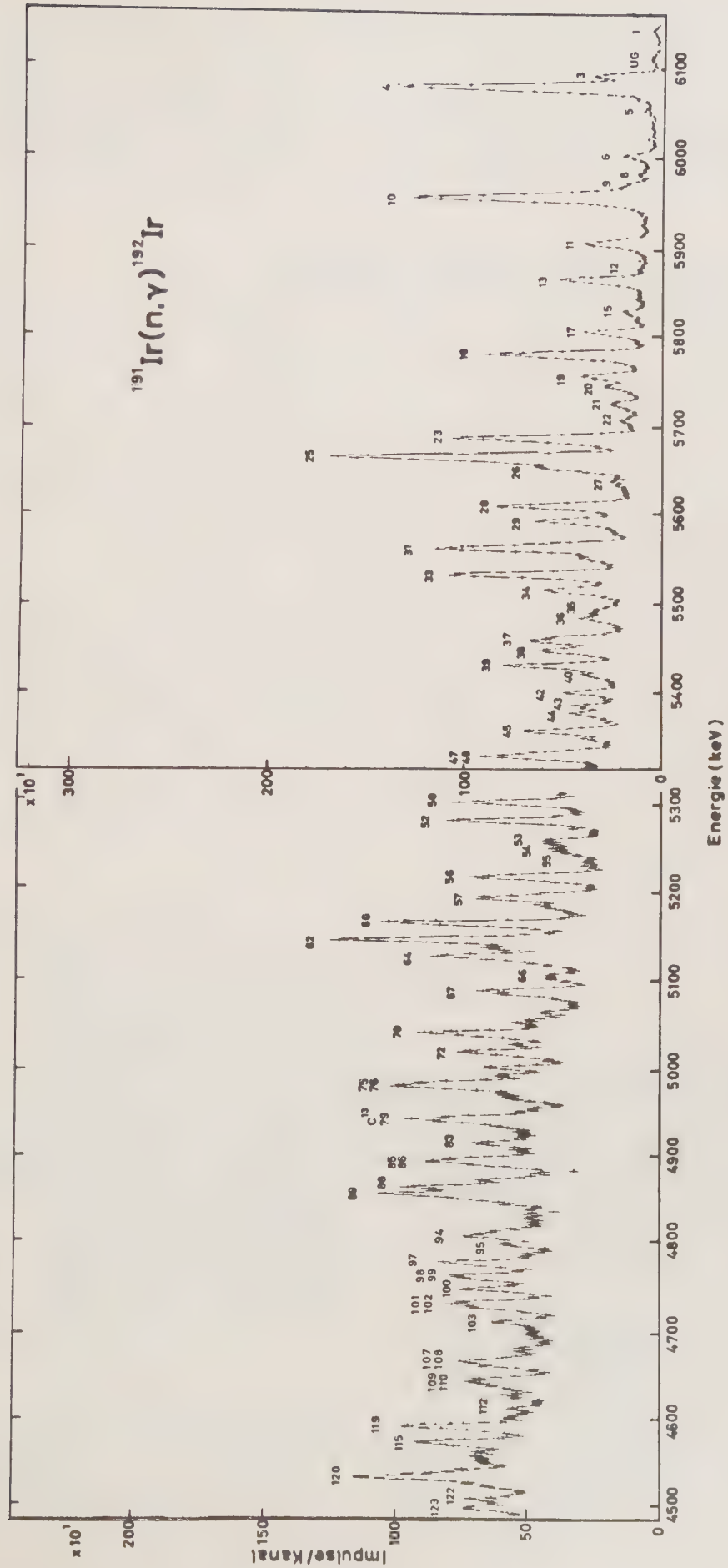


Abb.6: Hochenergetisches γ -Spektrum der Reaktion $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$,
gemessen mit dem Paarspektrometer

C.3. Niederenergetische Messungen

Die niederenergetischen Spektren wurden oberhalb der Röntgenlinien ab etwa 80 keV gemessen. Abb. 7 zeigt als Beispiel ein typisches Spektrum von ^{194}Ir . Die niederenergetischen Spektren hatten nur bis etwa 500-600 keV auswertbare Struktur.

C.3.1. Konstruktion der Kollimatoren

Die Messungen wurden in externer Targetanordnung an den Kanälen R3 und L3 des FRF durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden für beide Kanäle neue Kollimatoren konstruiert, die speziell für Messungen mit angereicherten Isotopen geeignet sein sollten. In Abb. 8, die mit freundlicher Erlaubnis (42) entnommen wurde, ist der Kollimator für R3 schematisch dargestellt.

Folgende Gesichtspunkte waren bei der Konstruktion zu beachten:

- 1) Wegen der geringen Substanzmengen konnte der Strahl sehr scharf kollimiert werden. Dadurch wird die Untergrundstrahlung vermindert, und gleichzeitig ermöglicht die enge Kollimierung größere Raumwinkel zwischen Target und Detektor. Das macht sich speziell bei Koinzidenzmessungen vorteilhaft bemerkbar.
- 2) Der Neutronenfluß am Target sollte möglichst groß, die γ -Streustrahlung aus dem Reaktor möglichst gering sein. Um diesen beiden Forderungen gerecht zu werden, wurden die Kollimatoreinsätze - abwechselnd Blei und Graphit - von innen nach außen mit immer engeren Bohrungen versehen, deren Durchmesser sich von 18 auf 5 mm verkleinert. Der größte Durchmesser war so berechnet, daß vom Target die Wand des Strahlkanals nicht gesehen werden konnte.
- 3) Da die Achse der äußeren Strahlrohre gegen die des inneren geneigt war, wurden die Kollimatoren in einen inneren und einen äußeren unterteilt und der äußere mit Stellschrauben zum Justieren versehen.

Am Kanal R3 wurde der Strahl in Targetposition mit einer Neutronenkamera aufgenommen und fotometriert. Es ergab sich

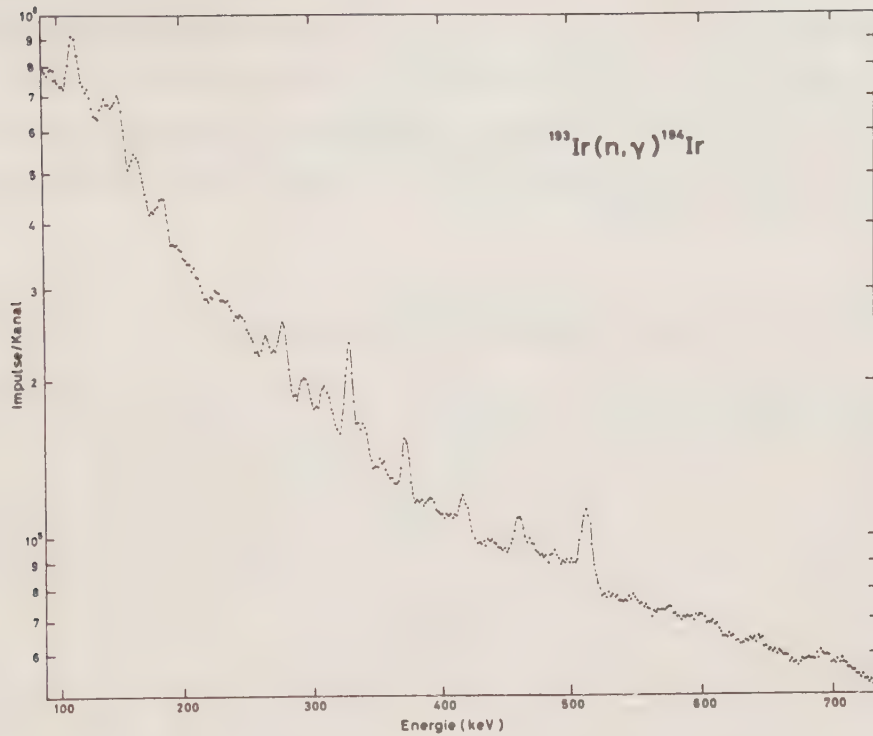
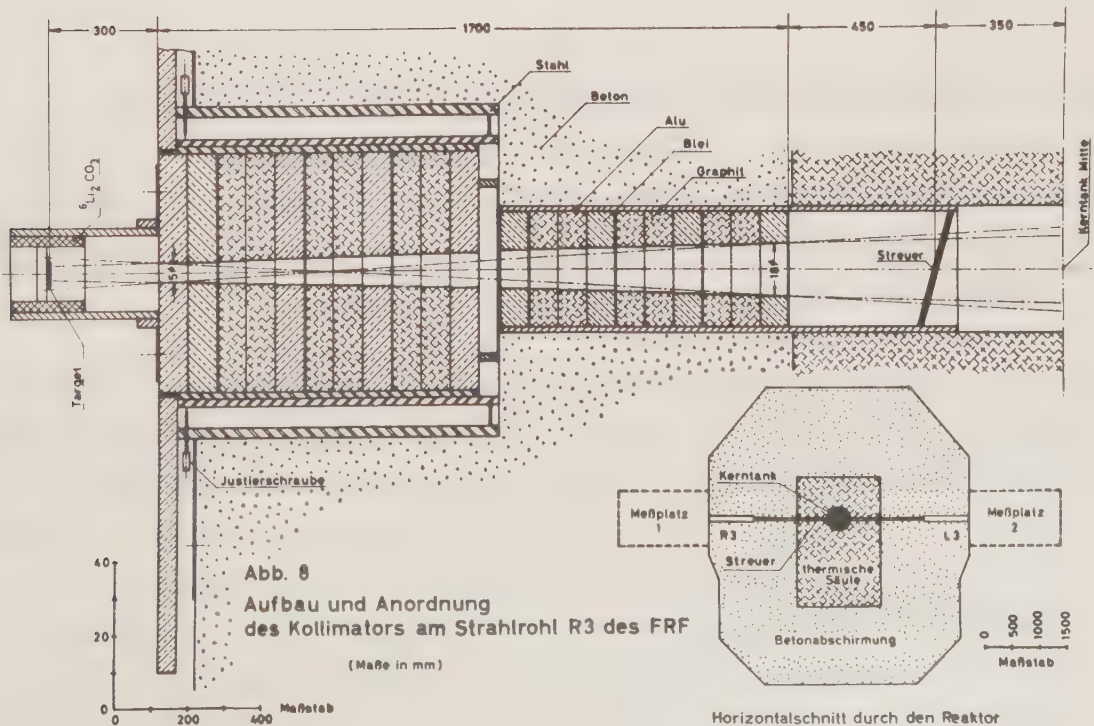


Abb.7: Niederenergetisches γ -Spektrum der Reaktion $^{193}\text{Ir}(n,\gamma)^{194}\text{Ir}$,
gemessen mit einem Ge(Li)-Einzeldetektor



eine näherungsweise gaußförmige Flußverteilung im Strahl mit einer Halbwertsbreite von 8 mm. Der thermische Neutronenstrom über den gesamten Strahlquerschnitt betrug nach (42) $2,5 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1}$. Der Streuer aus Makrolon (Polykarbonat) befand sich 35 cm außerhalb Core-Mitte in einem thermischen Neutronenfluß von $4 \cdot 10^{11} \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$ (43).

C.3.2. Detektoren, Elektronik, Messungen

Die niederenergetischen Messungen wurden mit Ge(Li)-Detektoren der Firmen Solid States (1 cm²; 4 mm) und RCA (8 cm²; 7 mm) durchgeführt. Ihr Auflösungsvermögen betrug 5 bzw. 7 keV bei 1330 keV (Co⁶⁰). Es wurde eine rauscharme Elektronik der Firma Tennelec in Verbindung mit dem Vielkanalanalysator Scipp 1600 von Victoreen verwendet.

Die Energie-Eichung erfolgte mit den Zerfallslinien von ¹⁹²Ir, sowie Co⁵⁷, Ce¹⁴¹, Hg²⁰³, Cs¹³⁷, Mn⁵⁴, Co⁶⁰. (38)

Die relative Empfindlichkeit der Detektoren wurde ebenfalls mit Zerfallslinien von ¹⁹²Ir bestimmt, deren Intensitäten sehr gut bekannt sind (44).

Von jedem Isotop wurden 5 Spektren aufgenommen, davon je eins in Koinzidenz mit Übergängen $\geq 4,5 \text{ MeV}$ und je eins vom radioaktiven Zerfall.

C.4. Tabellarische Zusammenstellung der Meßergebnisse

In diesem Abschnitt werden alle mit thermischen Neutronen gewonnenen Meßergebnisse in 4 Tabellen - für jedes Isotop eine mit den hochenergetischen und eine mit den niederenergetischen Übergängen - dargestellt.

Die Tabellen C4 und C5 enthalten 106 hochenergetische Übergänge in ¹⁹⁴Ir bzw. 123 in ¹⁹²Ir. Außer den Übergangsenergien, deren Intensität und den Anregungsenergien sind mehrere Fehler angegeben. Dadurch soll ein gewisser Einblick in die Zusammensetzung der Fehler gewährt werden (s. auch Anhang II). Die Gesamtfehler der Übergangsenergie und deren relative Intensität, die den "wahren" Wert mit 99% Sicherheit einschließen, sind $3 \cdot \Delta E_2$ und ΔI .

Dagegen wurden in den Tabellen C6 und C7, die die nieder-energetischen Übergänge enthalten, nur aus mehreren Messungen geschätzte mittlere Fehler (65%) angegeben.

Die weitere Verwendung dieser Daten zur Aufstellung der Niveauschemata wird in Kapitel E diskutiert.

Erklärungen zu den Tabellen C4 und C5

1. Spalte: Fortlaufende Numerierung in Übereinstimmung mit den Abbildungen 5 und 6.
2. Spalte: E ist die Übergangsenergie.
3. Spalte: ΔE_1 ist der mittlere statistische Fehler, wie er vom Programm EDGA berechnet wird.
4. Spalte: ΔE_2 ist der mittlere Gesamtfehler (vgl. Anh. II). Der Maximalfehler ist etwa $3 \cdot \Delta E_2$.
5. und 6. I und ΔI geben die relativen Intensitäten und
Spalte: deren Maximalfehler an. Die relativen Intensitäten des 3. und 4. Übergangs von ^{192}Ir wurden auf 9,1 normiert. Dieser Wert entspricht dem Mittelwert aus 3 früheren Absolutmessungen (11,12,13). Außerdem wurden die relativen Intensitäten von ^{194}Ir über mehrere ^{192}Ir -Linien, die im ^{194}Ir -Spektrum beobachtet wurden, normiert. Aufgrund der Normierung, die schätzungsweise um den Faktor 2 unsicher ist, sind I und ΔI als Übergänge pro 1000 Einfänge aufzufassen.
7. Spalte: In dieser Spalte stehen die Anregungsenergien $E_{\text{ex}} = E_B - E$. Bei ^{192}Ir wurde die Bindungsenergie $E_B = 6140,7 + 58 = 6198,7$ keV verwendet. Dieser Wert ist nicht vollkommen gesichert (vgl. Abschnitt E4). Die Bindungsenergie von ^{194}Ir beträgt $E_B = 6066,1$ keV.
8. Spalte: ΔE_{ex} ist der mittlere Fehler der Anregungsenergie. Bei ^{192}Ir wurde der Fehler des 58 keV-Niveaus nicht berücksichtigt.
9. Spalte: Bemerkungen
 - a) nichtaufgelöster Mehrfachpeak
 - b) Mehrfachpeak, mathematisch getrennt
 - c) unsicherer Peak
 - d) Peak der Reaktion $^{12}\text{C}(n, \gamma)^{13}\text{C}$.

Tabelle C4: Hochenergetische γ -Übergänge der Reaktion $^{193}\text{Ir}(n,\gamma)^{194}\text{Ir}$

	E (keV)	ΔE_1 (keV)	ΔE_2 (keV)	I (rel.)	ΔI (rel.)	E_{ex} (keV)	ΔE_{ex} (keV)
1	6066.1	0.07	0.6	3.5	0.3	0	-
2	6023.0	0.08	0.6	1.9	0.2	43.1	0.4
3	5982.8	0.12	0.6	2.3	0.5	83.3	0.4
4	5954.5	0.06	0.6	8.7	0.8	111.6	0.4
5	5927.4	0.15	0.6	3.1	0.4	138.7	0.4
6	5918.0	0.15	0.6	3.4	0.4	148.1	0.4
7	5906.3	0.23	0.6	1.1	0.2	159.8	0.5
8	5882.7	0.53	0.8	0.4	0.1	183.4	0.8
9	5871.5	0.42	0.7	0.5	0.1	194.6	0.7
10	5822.1	0.11	0.6	6.4	0.7	244.0	0.4
11	5812.9	0.43	0.7	1.0	0.6	253.2	0.7
12	5788.4	0.10	0.6	6.2	0.8	277.7	0.4
13	5757.8	0.33	0.7	0.7	0.5	308.3	0.6
14	5749.0	1.50	1.7	0.3	0.5	317.1	1.7
15	5729.1	0.10	0.6	12.1	1.2	337.0	0.4
16	5676.4	0.55	0.8	0.5	0.2	389.7	0.7
17	5643.7	0.18	0.6	4.1	0.6	422.4	0.4
18	5630.9	0.18	0.6	4.6	0.6	435.2	0.4
19	5577.6	0.09	0.6	1.6	0.2	488.5	0.4
20	5565.5	0.06	0.6	2.6	0.2	500.6	0.4
21	5518.9	0.11	0.6	2.6	0.3	547.2	0.4
22	5488.0	0.10	0.6	5.0	0.5	578.1	0.4
23	5475.4	0.78	1.0	0.9	0.5	590.7	1.0
24	5467.4	0.13	0.6	6.7	0.8	598.7	0.6
25	5426.5	0.38	0.7	0.9	0.3	639.6	0.5
26	~5413	-		0.2	0.2	653.1	
27	~5406	-		0.5	0.4	660.1	
28	~5398	-		0.5	0.4	677.1	
29	~5389	-		1.0	0.6	677.1	
30	5376.7	1.00	1.2	0.7	0.3	689.4	1.1
31	5368.5	0.82	1.0	1.1	0.3	697.6	0.9
32	5358.2	0.10	0.6	5.9	0.6	707.9	0.4
33	5345.0	0.19	0.6	1.7	0.3	721.1	0.4
34	5316.9	0.14	0.6	2.4	0.3	749.2	0.4
35	5308.3	1.12	1.3	0.4	0.2	757.8	1.2
36	5300.7	0.80	1.0	0.5	0.2	765.4	0.9
37	5291.6	0.26	1.0	1.1	0.2	774.5	0.9

b

b

a

b

b

Fortsetzung Tabelle C4

	E (keV)	ΔE_1 (keV)	ΔE_2 (keV)	I (rel.)	ΔI (rel.)	E_{ex} (keV)	ΔE_{ex} (keV)	
38	5280.8	0.16	0.6	1.3	0.2	785.3	0.4	
39	5262.8	0.07	0.6	4.4	0.4	803.3	0.4	a
40	5231.7	0.24	0.7	1.0	0.2	834.4	0.5	
41	5204.9	0.48	0.8	0.5	0.2	861.2	0.6	
42	5192.2	0.29	0.7	1.3	0.3	873.9	0.5	} b
43	5184.9	0.40	0.7	2.0	0.4	881.2	0.6	
44	5178.2	0.35	0.7	1.9	0.4	887.9	0.6	
45	5169.0	0.81	1.0	0.6	0.2	897.1	0.9	
46	5158.1	0.14	0.6	2.2	0.3	908.0	0.5	
47	5145.3	0.50	0.8	0.5	0.2	920.8	0.7	
48	5128.4	0.12	0.6	1.8	0.2	937.7	0.5	
49	5116.2	1.5	1.6	0.3	0.4	949.9	1.6	} a
50	5108.2	0.13	0.6	1.8	0.2	957.9	0.5	
51	5097.5	1.5	1.6	0.4	0.4	968.6	1.6	
52	5091.2	0.26	0.7	1.0	0.2	974.9	0.5	
53	5071.4	0.09	0.6	3.7	0.4	994.7	0.5	
54	5058.4	0.41	0.7	0.6	0.2	1007.7	0.6	
55	5028.1	0.07	0.6	4.5	0.5	1038.0	0.5	
56	5013.9	0.25	0.7	2.0	0.4	1052.2	0.5	} b
57	5006.5	0.27	0.7	1.6	0.3	1059.6	0.5	
58	4993.2	0.29	0.7	0.6	0.1	1072.9	0.5	
59	4977.6	0.44	0.7	0.8	0.2	1088.5	0.6	
60	4969.0	0.41	0.7	0.8	0.2	1097.1	0.6	
61	4952.3	0.53	0.8	0.8	0.3	1113.8	0.7	
62	4943.9	0.16	0.6	3.3	0.5	1122.2	0.5	d
63	4930.7	0.23	0.6	1.6	0.3	1135.4	0.5	
64	4921.1	0.27	0.7	1.2	0.2	1145.0	0.5	
65	4888.0	0.58	0.8	0.8	0.3	1178.1	0.8	
66	4872.7	0.27	0.7	0.9	0.2	1193.4	0.5	
67	4854.7	0.18	0.6	2.5	0.4	1211.4	0.5	
68	4838.7	0.14	0.6	3.6	0.5	1227.4	0.5	
69	4826.3	0.20	0.6	2.3	0.4	1239.8	0.5	
70	4807.3	0.08	0.6	2.3	0.3	1258.8	0.5	
71	4794.7	0.27	0.7	0.9	0.2	1271.4	0.5	a
72	4785.2	0.60	0.9	0.7	0.2	1280.9	0.8	
73	4778.7	1.63	1.7	0.2	0.3	1287.4	1.7	c

Fortsetzung Tabelle C4

	E (keV)	ΔE_1 (keV)	ΔE_2 (keV)	I (rel.)	ΔI (rel.)	E_{ex} (keV)	ΔE_{ex} (keV)	
74	4753.4	0.08	0.6	5.1	0.6	1312.7	0.5	} b
75	4742.9	0.70	0.9	0.7	0.2	1323.2	0.8	
76	4734.5	0.47	0.8	0.7	0.2	1331.6	0.7	
77	4713.9	0.17	0.6	0.5	0.1	1352.2	0.5	
78	4698.1	1.34	1.5	0.2	0.2	1368.0	1.4	
79	4689.8	3.03	3.0	0.1	0.2	1376.3	3.0	
80	4677.6	0.19	0.6	1.3	0.2	1388.5	0.5	
81	4665.8	0.38	0.7	0.5	0.1	1400.3	0.6	
82	4642.7	0.32	0.7	4.5	1.0	1423.4	0.6	a
83	4627.4	3.51	3.5	0.5	0.6	1438.7	3.5	
84	4621.0	2.64	2.7	0.8	0.8	1445.1	2.7	
85	4612.5	0.52	0.8	2.4	0.5	1453.6	0.7	
86	4599.8	0.34	0.7	2.2	0.5	1466.3	0.6	
87	4584.6	0.43	0.7	1.9	0.6	1481.5	0.6	} b
88	4577.3	0.28	0.7	2.7	0.6	1488.8	0.5	
89	4559.8	2.07	2.1	0.5	0.2	1506.3	2.1	
90	4546.0	0.97	1.1	0.9	0.3	1520.1	1.1	a
91	4524.4	0.41	0.7	0.9	0.2	1541.7	0.6	a
92	4505.3	0.40	0.7	0.6	0.2	1560.8	0.6	
93	4494.8	0.24	0.7	2.2	0.4	1571.3	0.5	} b
94	4487.4	0.43	0.7	1.0	0.3	1578.7	0.6	
95	4472.5	0.17	0.6	1.5	0.2	1593.6	0.5	
96	4461.8	0.71	0.9	0.8	0.3	1604.3	0.8	} b
97	4454.6	0.41	0.7	1.2	0.3	1611.5	0.6	
98	4442.4	0.21	0.6	1.2	0.2	1623.7	0.5	} b
99	4435.0	1.17	1.3	0.6	0.3	1631.1	1.25	
100	4424.9	0.76	1.0	0.6	0.2	1641.2	0.9	
101	4412.6	0.78	1.0	0.5	0.2	1653.5	0.9	
102	4401.6	0.94	1.1	1.0	0.5	1664.5	1.0	} b
103	4394.7	1.00	1.0	0.7	0.5	1671.4	1.0	
104	4382.0	1.22	1.4	0.3	0.2	1684.1	1.3	
105	4371.4	1.22	1.4	1.2	0.5	1694.7	1.3	} b
106	4364.3	0.65	0.9	1.2	0.6	1701.8	0.8	

Tabelle C5: Hochenergetische γ -Übergänge der Reaktion $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

	E (keV)	ΔE_1 (keV)	ΔE_2 (keV)	I (rel.)	ΔI (rel.)	E_{ex}^+ (keV)	ΔE_{ex} (keV)	
1	6140.7	0.43	0.7	0.2	0.1	58.0	-	
2	6130.1	1.37	1.5	0.1	0.1	68.6	1.5	c
3	6092.1	0.22	0.6	1.5	0.3	106.6	0.5	
4	6080.6	0.11	0.6	7.6	0.8	118.1	0.5	
5	6056.1	0.69	0.9	0.3	0.1	142.6	0.85	
6	6003.6	0.20	0.6	0.6	0.1	195.1	0.5	
7	5994.5	0.85	1.1	0.15	0.1	204.2	1.0	
8	5983.6	0.42	0.7	0.25	0.1	215.1	0.6	
9	5970.4	0.35	0.7	0.7	0.2	228.3	0.6	
10	5957.5	0.07	0.6	6.7	1.4	241.2	0.5	
11	5906.3	0.13	0.6	1.7	0.2	292.4	0.5	a
12	5877.8	0.74	0.95	0.1	0.1	320.9	0.9	
13	5865.5	0.13	0.6	2.0	0.2	333.2	0.5	
14	5846.8	0.70	0.9	0.15	0.1	351.9	0.9	
15	5829.4	0.24	0.6	0.4	0.1	369.3	0.6	
16	5820.8	0.82	1.0	0.1	0.1	377.9	1.0	
17	5806.6	0.2	0.6	1.2	0.2	392.1	0.6	
18	5781.3	0.22	0.6	3.3	0.7	417.4	0.6	
19	5757.2	0.17	0.6	1.2	0.2	441.5	0.55	
20	5745.9	0.29	0.7	0.7	0.2	452.8	0.6	
21	5725.8	0.27	0.6	0.5	0.1	472.9	0.6	
22	5707.4	0.38	0.7	0.7	0.1	491.3	0.6	
23	5687.8	0.23	0.6	3.7	0.7	510.9	0.6	} b
24	5680.0	1.10	1.2	0.7	0.5	518.7	1.2	
25	5666.1	0.13	0.6	6.4	0.8	532.6	0.6	
26	5654.8	0.29	0.7	2.2	0.5	543.9	0.6	
27	5639.6	1.20	1.3	0.3	0.2	559.1	1.3	
28	5611.5	0.10	0.6	2.7	0.3	587.2	0.6	
29	5594.6	0.12	0.6	1.6	0.2	604.1	0.6	
30	5585.1	0.49	0.8	0.3	0.1	613.6	0.8	

⁺Die Anregungsenergie E_{ex} wurde mit der nicht ganz gesicherten Bindungsenergie von 6198.7 keV berechnet.

Fortsetzung von Tabelle C5: $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

	E (keV)	ΔE_1 (keV)	ΔE_2 (keV)	I (rel.)	ΔI (rel.)	E_{ex}^+ (keV)	ΔE_{ex} (keV)
31	5564.4	0.09	0.6	4.2	0.4	634.3	0.6
32	5552.3	0.37	0.7	0.8	0.2	646.4	0.7
33	5533.7	0.13	0.6	3.4	0.4	665.0	0.6
34	5516.4	0.23	0.6	1.6	0.3	682.3	0.6
35	5493.3	0.33	0.7	0.5	0.1	705.4	0.7
36	5484.4	0.23	0.6	0.7	0.1	714.3	0.6
36	5460.0	0.21	0.6	2.0	0.3	738.7	0.6
38	5447.5	0.18	0.6	1.6	0.3	751.2	0.7
39	5430.5	0.12	0.6	2.0	0.3	768.2	0.6
40	5420.0	0.34	0.7	0.6	0.2	778.7	0.7
41	5409.8	0.74	0.95	0.1	0.2	788.9	1.0
42	5400.0	0.19	0.6	0.8	0.2	798.7	0.7
43	5384.4	0.39	0.7	0.65	0.2	814.3	0.7
44	5375.3	0.35	0.7	0.7	0.2	823.4	0.7
45	5356.0	0.12	0.6	1.5	0.2	842.7	0.6
46	5347.3	0.35	0.7	0.4	0.1	851.4	0.7
47	5332.1	0.55	0.8	1.0	0.5	866.6	0.8
48	5326.3	0.34	0.7	2.0	0.6	872.4	0.7
49	5313.4	0.81	1.0	0.45	0.2	885.3	1.05
50	5303.6	0.39	0.7	1.9	0.7	895.1	0.7
51	5291.3	3.09	3.1	0.2	0.4	907.4	3.15
52	5282.5	0.20	0.6	1.8	0.4	916.2	0.7
53	5258.8	0.33	0.7	0.8	0.2	939.9	0.7
54	5248.5	0.45	0.7	0.6	0.2	950.2	0.8
55	5235.1	1.72	1.8	0.1	0.1	963.6	1.8
56	5218.5	0.13	0.6	1.7	0.2	980.2	0.65
57	5195.3	0.23	0.6	1.6	0.3	1003.4	0.7
58	5185.2	1.26	1.4	0.6	0.3	1013.5	1.4
59	5178.1	3.86	3.9	0.2	0.4	1020.6	3.96
60	5165.7	0.12	0.6	2.4	0.3	1033.0	0.7
61	5155.6	0.59	0.8	0.5	0.2	1043.1	0.9
62	5146.7	0.15	0.6	3.1	0.5	1052.0	0.7
63	5137.7	0.46	0.75	1.1	0.3	1061.0	0.8
64	5128.0	0.31	0.7	1.8	0.4	1070.7	0.8
65	5119.9	0.79	1.0	0.5	0.3	1078.8	1.05

}^b

}^b

}^b

}^b

Fortsetzung von Tabelle C5: $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

	E (keV)	ΔE_1 (keV)	ΔE_2 (keV)	I (rel.)	ΔI (rel.)	E_{ex}^+ (keV)	ΔE_{ex} (keV)
66	5105.2	0.32	0.7	0.5	0.1	1093.5	0.8
67	5087.7	0.26	0.65	1.4	0.3	1111.0	0.7
68	5064.3	0.68	0.9	0.4	0.2	1134.4	1.0
69	5052.9	0.38	0.7	0.8	0.2	1145.8	0.8
70	5040.4	0.17	0.6	2.0	0.3	1158.3	0.7
71	5029.1	0.53	0.8	0.6	0.2	1169.6	0.9
72	5018.5	0.22	0.6	1.4	0.3	1180.2	0.7
73	5001.6	0.29	0.65	0.8	0.2	1197.1	0.75
74	4992.0	0.50	0.8	0.7	0.2	1206.7	0.85
75	4983.5	0.44	0.7	1.6	0.5	1215.2	0.8
76	4977.8	0.47	0.75	1.3	0.5	1220.9	0.8
77	4968.0	0.36	0.7	0.7	0.2	1230.7	0.8
78	4952.8	0.83	1.0	0.3	0.2	1245.9	1.1
79	4944.2	0.88	1.1	1.3	1.1	1254.5	1.12
80	4939.2	1.73	1.8	0.8	0.9	1259.5	1.85
81	4932.3	1.83	1.9	0.4	0.3	1266.4	1.95
82	4924.5	1.34	1.5	0.3	0.2	1274.2	1.5
83	4915.5	0.26	0.65	1.8	0.4	1283.2	0.7
84	4907.0	0.64	0.8	0.3	0.1	1291.7	0.95
85	4897.1	0.42	0.7	1.0	0.4	1301.6	0.8
86	4891.9	0.43	0.7	0.8	0.4	1306.8	0.8
87	4873.7	0.33	0.7	0.7	0.2	1325.0	0.8
88	4865.2	0.21	0.6	1.5	0.3	1333.5	0.7
89	4856.8	0.22	0.6	1.7	0.3	1341.9	0.7
90	4849.4	0.43	0.7	0.6	0.2	1349.3	0.8
91	4841.5	1.29	1.4	0.2	0.2	1357.2	1.45
92	4830.5	0.80	1.0	0.3	0.2	1368.2	1.05
93	4816.8	0.52	0.8	0.5	0.2	1381.9	0.9
94	4809.6	0.30	0.65	0.9	0.2	1389.1	0.75
95	4800.4	0.37	0.7	0.5	0.2	1398.3	0.8
96	4787.8	0.64	0.9	0.25	0.1	1410.9	0.95
97	4778.0	0.15	0.6	1.2	0.2	1420.7	0.7
98	4764.9	0.50	0.8	0.8	0.4	1433.8	0.85
99	4760.0	0.61	0.85	0.7	0.4	1438.7	0.9

}_b

}_b

}_b

}_b

}_b

Fortsetzung von Tabelle C5: $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

	E (keV)	ΔE_1 (keV)	ΔE_2 (keV)	I (rel.)	ΔI (rel.)	E_{ex}^+ (keV)	ΔE_{ex} (keV)
100	4748.9	0.18	0.6	0.9	0.2	1449.8	0.7
101	4733.1	0.29	0.65	0.9	0.3	1465.6	0.75
102	4727.0	0.39	0.7	0.6	0.2	1471.7	0.8
103	4711.4	0.21	0.6	0.5	0.1	1487.3	0.7
104	4702.8	0.82	1.0	0.2	0.1	1495.9	1.1
105	4695.6	0.74	0.95	0.2	0.1	1503.1	1.0
106	4679.6	0.60	0.85	0.35	0.2	1519.1	0.9
107	4668.0	1.12	1.3	0.6	0.5	1530.7	1.3
108	4662.7	0.82	1.0	0.7	0.5	1536.0	1.1
109	4645.0	0.31	0.7	0.8	0.2	1553.7	0.8
110	4637.7	0.49	0.8	0.5	0.2	1561.0	0.85
111	4626.7	0.43	0.7	0.4	0.1	1572.0	0.8
112	4611.4	0.84	1.03	0.3	0.2	1587.3	1.1
113	4601.1	0.83	1.02	0.3	0.2	1597.6	1.1
114	4589.8	0.16	0.6	1.5	0.3	1608.9	0.7
115	4571.9	0.20	0.6	1.3	0.2	1626.8	0.7
116	4563.3	1.22	1.35	0.4	0.3	1635.4	1.4
117	4556.6	1.17	1.3	0.5	0.2	1642.1	1.4
118	4549.6	0.68	0.9	0.5	0.2	1649.1	1.0
119	4539.1	0.37	0.7	0.8	0.2	1659.6	0.8
120	4530.8	0.16	0.6	1.8	0.3	1667.9	0.7
121	4521.3	0.38	0.7	0.5	0.1	1677.4	0.8
122	4505.7	0.25	0.65	0.6	0.1	1693.0	0.7
123	4495.1	0.22	0.65	0.6	0.1	1703.6	0.7

Tabelle C6: Niederenergetische Übergänge der Reaktion $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$

	E (keV)	ΔE (keV)	I_1 (rel.)	ΔI_1 (rel.)	I_2 (rel.)	E (keV)	ΔE (keV)
1							
2	85.1	0.5	2.2	-	3.0	84.257	0.016
3						86.826	0.045
4	89.2	1.0	1.5	-	-		
5	108.7	0.5	0.8	-	2.8	107.95	0.08
6	126.1	0.8	0.9	-	2.7		
7	136.4	0.5	4.1	0.8	7.0	136.08	0.09
8	149.6	1.0	-	-	1.5		
9	167.8	0.8	0.9	0.1	1.3	169.11	0.12
10	179.4	0.9	0.8	0.2	1.8	178.9	0.12
11	201.0	1.2	0.6	-	0.8		
12	207.3	1.0	-	-	1.5		
13	216.7	0.5	1.0	-	1.0	216.93	0.15
14	226.0	0.8	0.5	0.3	1.8	226.28	0.18
15	249.5	1.1	0.8	-	-		
16	262.3	1.0	0.6	0.1	0.8		
17	315.8 ⁺	0.5	0.8	-	0.8		
18	333.4	1.4	0.4	0.1	-	334.03	0.35
19	346.1	1.5	0.2	-	-		
20	351.4	0.5	1.8	0.2	0.7	351.76	0.14
21	366.3	0.5	0.2	0.1	-		
22	398.0	1.5	0.2	0.1	-		
23	404.6	0.6	0.4	0.1	-		
24	418.6 ⁺	0.6	0.6	0.1	0.3	418.3	0.51
25	432.1	0.5	0.4	0.1	-		
26	448.6	0.7	0.2	0.1	-		
27	466.5 ⁺	1.5	1.7	-	0.3		
28	557.5	1.5	0.1	-	-		
29	573.5	1.5	0.3	-	-		
30	622.6	1.5	0.2	-	-		
	692.5	1.5	0.4	-	-		

Erklärungen zu den Tabellen C6 und C7

1. Spalte: Gemessene Übergangsenergie
2. Spalte: Mittlerer statistischer Fehler, der zwischen den Grenzen 0,5 und 1,5 keV aus mehreren Messungen berechnet wurde.
3. Spalte: Relative Intensität im Einzelspektrum
4. Spalte: Mittlerer Fehler aus mehreren Messungen
5. Spalte: Relative Intensität in Koinzidenz mit $E \geq 4,5$ MeV
6. und
7. Spalte: Energiewerte und Fehler nach Rasmussen (15), soweit eine energetische Zuordnung zu den Meßwerten in Spalte 1 möglich ist.

⁺Möglicherweise durch Zerfallslinien gestörte Übergänge.

Tabelle C7: Niederenergetische Übergänge der Reaktion $^{193}\text{Ir}(n,\gamma)^{194}\text{Ir}$

	E (keV)	ΔE (keV)	I_1 (rel.)	ΔI_1 (rel.)	I_2 (rel.)	E (keV)	ΔE (keV)
1	84.1	0.7	1.15	-	1.15		
2	95.1	0.5	0.7	-	1.95	94.318	0.054
3	112.8	0.5	3.9	0.8	6.1	112.13	0.08
4	120.7	1.0	-	-	1.0		
5	124.5	0.5	0.9	0.2	-		
6	127.1	1.0	-	-	1.0		
7	138.9	0.5	1.7	0.2	3.15		
8	149.2	0.5	2.3	0.4	6.3		
9	162.1	0.7	1.3	0.3	2.5		
10	183.7	1.0	1.1	0.2	1.3		
11	195.2	0.5	0.3	0.1	0.8		
12	226.0	0.6	0.4	0.1	2.3		
13	236.0	1.4	0.3	-	1.0		
14	245.7	1.0	0.5	0.1	0.7		
15	254.6	0.5	0.2	-	1.0		
16	264.7	0.5	0.6	0.2	0.7		
17	273.3	1.0	0.4	-	-		
18	277.6	0.5	1.4	0.2	3.9		
19	295.0 ⁺	1.0	0.6	0.1	1.4		
20	309.4 ⁺	0.6	0.8	0.2	1.9		
21	325.9 ⁺	1.0	1.8	-	0.8		
22	339.0	0.6	0.7	0.3	1.5		
23	353.2	1.0	0.3	0.1	1.1		
24	371.4	0.6	1.0	-	0.9		
25	391.0	0.8	0.3	0.1	1.0		
26	416.3	0.7	0.7	0.1	2.4		
27	433.1	1.5	-	-	0.7		
28	443.4	1.5	-	-	0.7		
29	458.7	1.0	0.8	0.2	1.0		
30	468.9 ⁺	1.5	0.3	-	0.9		
31	534.7	1.5	0.1	-	-		
32	547.8	1.5	0.2	-	1.4		
33	574.3	2.5	0.2	-	-		
34	598.5	1.5	0.3	-	-		
35	609.7	1.5	0.2	-	-		

D. Epithermischer Einfang.

D.1. Einführung

In den ersten vier Abschnitten dieses Kapitels sollen kurz die Effekte geschildert werden, die zu Veränderungen im epithermischen Neutroneneinfangsspektrum gegenüber dem thermischen führen können. Dadurch wird einerseits die Grundlage zur Interpretation von Messungen mit epithermischen Neutronen geschaffen und andererseits gezeigt, daß diese Messungen Informationen verschiedenster Art liefern können.

(n,γ)-Untersuchungen wurden bis vor einigen Jahren fast ausschließlich mit thermischen Neutronen, d.h. mit Neutronen im Energiebereich um 0,025 eV durchgeführt. In diesem Bereich sind die Messungen aus Intensitätsgründen am einfachsten, weil Kernreaktoren einen hohen thermischen Neutronenfluß liefern und die Einfangsquerschnitte dem $\frac{1}{\sqrt{E_n}}$ - Gesetz folgend mit kleinerer Neutronenenergie ansteigen. Ein weiterer Grund für diese Beschränkung liegt darin, daß der größte Teil der mit der (n,γ)-Reaktion erhältlichen Information über die Kernstruktur des Restkerns schon dem thermischen Einfangsspektrum zu entnehmen ist.

Erst in den letzten Jahren, als neben der Kernspektroskopie dem Reaktionsmechanismus der Einfangsreaktion mehr Aufmerksamkeit gewidmet wurde, haben (n,γ)-Messungen mit epithermischen Neutronen, d.h. mit Neutronen im Energiebereich von etwa 1 eV bis zu einigen keV zunehmend an Bedeutung gewonnen. Angeregt durch die Beobachtung von hochenergetischen γ-Übergängen, deren Intensität weit höher war als nach dem statistischen Compoundkernzerfall erwartet wurde, haben verschiedene Autoren Modellvorstellungen zum Mechanismus der (n,γ)-Reaktion entwickelt. Die am besten ausgearbeitete Theorie, die auch die größte Verbreitung fand, stammt von Lane und Lynn (45). Sie basiert auf der Idee, daß der "direkte Einfang" in bestimmte Schalenmodellzustände ohne vorherige Bildung eines Compoundkerns bevorzugt ist. Diese Theorie, die einen großen Teil der experimentellen Daten zumindestens qualitativ richtig deutet und von den Autoren selbst auf Iridium angewendet wurde, soll im nächsten Abschnitt kurz beschrieben werden. Das Modell des

"direkten Einfangs" berücksichtigt nur Einteilchenübergänge. Über die Vibrations-Teilchen-Wechselwirkung sind aber auch intermediäre Anregungen der Dipolriesenresonanz möglich (46). Der auf diesem Prozess beruhende "kollektive Einfang" wird mit ansteigender Neutronenenergie immer wahrscheinlicher und ist in der Lage, die unerwartet hohen Einfangsquerschnitte im MeV-Bereich zu erklären.

Zur experimentellen Überprüfung der Theorien sind Messungen im epithermischen Bereich, in dem bei schweren Kernen im allgemeinen scharfe, gut getrennte Resonanzen im Wirkungsquerschnitt liegen, erforderlich.

D.2. Epithermischer Einfang und Kernstruktur

Darüber hinaus bieten (n,γ) -Messungen mit epithermischen Neutronen auch zahlreiche weitere Informationen, insbesondere über die Kernstruktur des Restkerns, die in der folgenden kurzen Übersicht zusammengestellt sind.

Wegen der starken Fluktuation der partiellen Strahlungsbreiten $\Gamma_{\lambda j}$ (Einfang in Resonanz λ , γ -Übergang zum Niveau j) und aufgrund von Interferenzeffekten sind die Übergangsintensitäten im γ -Spektrum nach dem Einfang thermischer Neutronen stark von Zufälligkeiten geprägt. Messungen in einem anderen Neutronenenergiebereich können deshalb vollkommen abweichende Intensitäten liefern und zur Auffindung weiterer Niveaus oder zur sicheren Identifizierung weiterer E1-Übergänge führen (s. Anhang V).

Durch Mittelung über viele Resonanzen, wie es z.B. mit Bor- oder Scandiumfiltern möglich ist (47 bzw. 48), lassen sich E1- und M1-Übergänge aufgrund der verschiedenen mittleren Übergangswahrscheinlichkeiten trennen und zusätzliche Aussagen über Spins und Paritäten der gespeisten Niveaus gewinnen (49).

Durch Einfang in eine einzelne oder mehrere Resonanzen, deren Spin bekannt ist, sind die möglichen Spins der bevölkerten Niveaus stärker eingegrenzt. Ist dagegen die Isotopenzugehörigkeit einer Resonanz bekannt, lassen sich Übergänge aus einem Isotopengemisch einem bestimmten Isotop zuordnen.

Während man beim Einfang thermischer Neutronen den Beitrag der kinetischen Energie E_n des Neutrons zur Übergangsenergie vernachlässigen kann, führt E_n beim Einfang im keV-Bereich schon zu einer gut meßbaren Verschiebung der primären Übergänge, die durch diesen Effekt identifiziert werden können.

Durch den Einfang in p-Resonanzen ($l_n=1$), die schon bei 1 keV merkliche Stärke haben können, werden mit Dipolstrahlung weitere Niveaus mit um 1 erhöhten Spins zugänglich.

D.3. Epithermischer Einfang und Mechanismus der (n,γ) -Reaktion

Im Zusammenhang mit dem Mechanismus der (n,γ) -Reaktion werden hauptsächlich folgende Fragen untersucht:

Wie sind die partiellen Strahlungsbreiten $\Gamma_{\lambda j}$ in Abhängigkeit von λ verteilt? Abweichungen von der statistisch erwarteten Porter-Thomas-Verteilung weisen auf Einflüsse der Kernstruktur hin.

Sind die partiellen Strahlungsbreiten für E1-Strahlung proportional zur dritten Potenz der Übergangsenergie E_γ , wie es das Einteilchen-Modell erwarten läßt (50), oder zur fünften Potenz, wie es das Riesenresonanzmodell (51) vorhersagt? Experimentelle Untersuchungen an ^{196}Pt scheinen das letztere zu bestätigen (49).

Treten anomal starke Intensitäten auf, und wie sind sie zu erklären?

Die Untersuchung der letzten Frage erfolgt meistens in Anlehnung an die Theorie von Lane und Lynn (45). Nach dieser Theorie besteht der partielle Wirkungsquerschnitt aus drei Anteilen:

- a) σ_1 beruht auf dem nichtresonanten direkten oder Potential-einfang
- b) σ_2 beruht auf dem Kanalresonanzeinfang
- c) σ_3 beschreibt im wesentlichen den Compoundanteil des Übergangs

Während bei dem dritten Anteil eine rein statistische Speisung der Endzustände erwartet wird, bevorzugen die ersten beiden Anteile bestimmte Einteilchenendzustände. So sind beispielsweise beim Einfang von s-Neutronen direkte E1-Übergänge in Neutronen-p-Zustände des Endkerns möglich. Nach dem Schalenmodell ist die $3p_{3/2}$ -Schale bei Iridium gar nicht oder nur teilweise besetzt, so daß anomal starke hochenergetische Übergänge auftreten sollten.

Eine umfassende quantitative Information über den Einfangmechanismus erhält man nur, wenn man die partiellen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma j}$ als Funktion der Neutronenenergie E_n mißt. Dazu ist aber eine komplizierte experimentelle Technik erforderlich, da außer den γ -Spektren auch die Neutronenenergien gemessen werden müssen.

Auf der Suche nach einfacheren experimentellen Methoden wurde daher verschiedentlich versucht, das Neutronenspektrum durch Filter zu verändern. Die auf diese Weise gewonnenen Ergebnisse erwiesen sich aber als wenig aussagekräftig.

D.4. Epithermischer Einfang bei ^{191}Ir

Zur Messung der Reaktion $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ mit epithermischen Neutronen wurden Cadmiumfilter von 0,5 und 1 mm Dicke verwendet. Cadmium hat eine sehr starke Resonanz, die thermische Neutronen vollständig absorbiert. Abb.9 zeigt den Neutronenfluß in Abhängigkeit von der Energie mit und ohne Cd-Filter (61). Obwohl nach Lane und Lynn (45) bei ^{192}Ir anomale Intensitäten vorhanden sind, und somit die Untersuchung des Einfangprozesses von Interesse ist, wurde dieses Experiment mehr in Hinblick auf weitere Information zur Kernstruktur von ^{192}Ir durchgeführt. Diese Untersuchung wird durch den Verlauf des Wirkungsquerschnitts nahegelegt.

In Abb.9 ist der totale Neutronenwirkungsquerschnitt zwischen 0,001 und 20 eV für das natürliche Isotopengemisch dargestellt (52). Da neben der γ -Emission alle weiteren Ausgangskanäle vernachlässigbar sind, ist der (n,γ) -Querschnitt gleich dem totalen. Den qualitativen Verlauf des (n,γ) -Querschnitts der

Reaktion $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ erhält man aus Abb.9, indem man die ^{193}Ir -Resonanzen und den thermischen Anteil, der etwa 5-mal kleiner als der von $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ ist, subtrahiert.

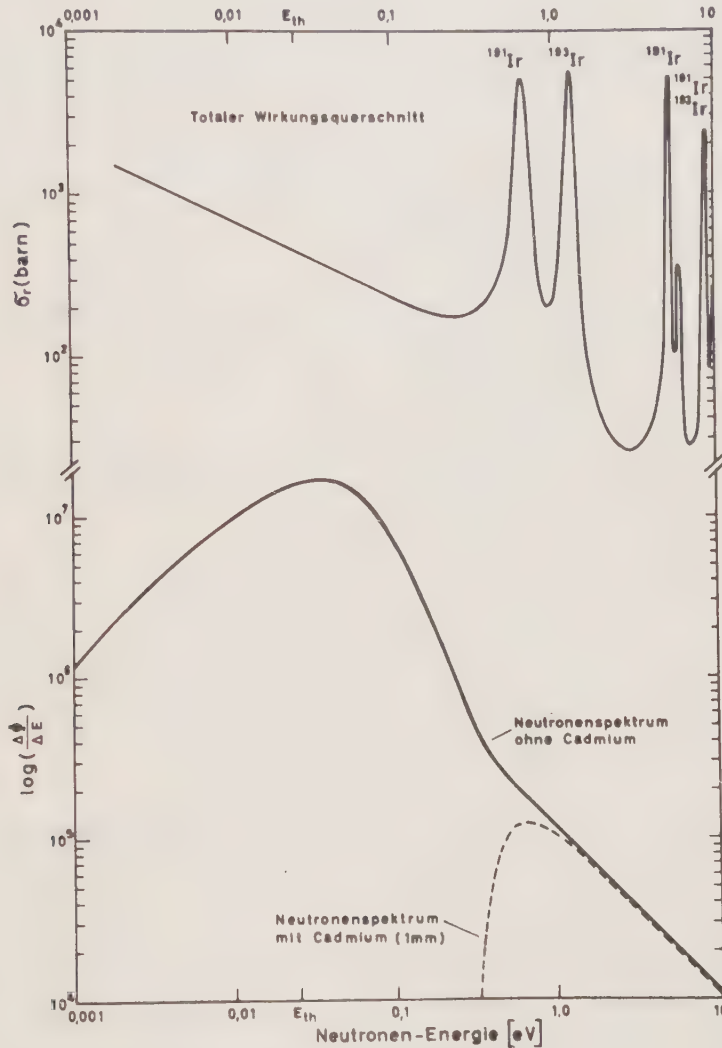


Abb.9: oben: Totaler Neutronen-Wirkungsquerschnitt für Iridium
unten: Neutronenfluß am FRF in Abhängigkeit von der Energie

Der thermische Wirkungsquerschnitt ($E_n = 0,025$ eV) von ^{191}Ir wird durch die bekannten Resonanzen nur zu etwa 30% erklärt. Diese Tatsache, auf die schon Lane und Lynn hingewiesen haben, zeigt, daß der größte Teil des thermischen Einfangsquerschnitts von unbekannten Resonanzen, wahrscheinlich negativer Energie, stammt.

In Tabelle D1 wurde der Anteil der bekannten Resonanzen am thermischen Einfangsquerschnitt mit neueren Resonanzdaten (34) berechnet. Dazu wurde für jede Resonanz die Ein-Niveau-Formel von Breit-Wigner benutzt:

$$\sigma_{ny}(E_n) = \pi \lambda_0^2 g \cdot \left(\frac{E_0}{E_n} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_n - E_0)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}$$

$E_0; 2\pi\lambda_0$ - Energie und Wellenlänge des Neutrons im Resonanzmaximum

$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ Gesamtbreite, Neutronenbreite und Strahlungsbreite der Resonanz

$g = \frac{1}{2} \frac{2J+1}{2I+1}$ statistischer Faktor

I = Grundzustandsspin des Ausgangskerns, bei ^{191}Ir ist $I = \frac{3}{2}$

J = Resonanzspin

Für s-Einfang ist $J = I \pm \frac{1}{2} = 1, 2$. Damit erhält man für g die Werte: $g(J=1) = \frac{3}{8}$ und $g(J=2) = \frac{5}{8}$

Für $E \ll E_0$ und $\Gamma \ll E_0$ ergibt sich nach Einsetzen der Konstanten:

$$\sigma_{ny}(E_{th}) = 2,04 \cdot 10^6 \cdot 2g\Gamma_n^0 \cdot \Gamma_\gamma \cdot E_0^{-2} \quad (D.1)$$

Dabei ist $\Gamma_n^0 = \frac{\Gamma_n}{\sqrt{E_0}}$ die reduzierte Neutronenbreite. Γ_n^0 , Γ_γ und E_0 werden in eV eingesetzt.

Die Benutzung der Ein-Niveau-Formel ist im vorliegenden Fall sicher gerechtfertigt. Zwar treten in den partiellen Wirkungsquerschnitten Interferenzen sowohl zwischen verschiedenen Resonanzen mit gleichem Spin als auch zwischen Resonanzen und Potentialeinfang auf. Bei der Summierung zum Gesamteinfangsquerschnitt kompensieren sich die Interferenzterme jedoch, wenn man annimmt, daß die Vorzeichen der entsprechenden Streumatrixelemente zufällig verteilt sind. Unter dieser Annahme, die durch die Beobachtungen gestützt wird, liegt der relative Fehler bei $N^{-1/2}$, wobei N die Anzahl der Kanäle für Strahlungseinfang ist. Setzt man bei Iridium $N \approx 500$ an, so ist der Fehler,

Tabelle D1: Anteile der bekannten Resonanzen am thermischen Wirkungsquerschnitt für $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ nach Formel (D.1)

$E_0(\text{eV})$	J	$\Gamma_n^0(\text{meV})$	$2g\Gamma_n^0(\text{meV})$	$\Gamma_\gamma(\text{meV})$	$\sigma(n_{\text{th}},\gamma)$ (barn)
$0,654 \pm 0,002$	2	$0,50 \pm 0,02$	0,62	$73,5 \pm 1,0$	217
$5,36 \pm 0,04$	2	$2,07 \pm 0,05$	2,44	102 ± 10	18
$6,13 \pm 0,03$	-	-	$0,216 \pm 0,010$	72 ± 23	~ 1
$9,07 \pm 0,08$	2	$1,17 \pm 0,13$	1,45	86^+	~ 3
$9,90 \pm 0,10$	-	-	$0,19 \pm 0,04$	86^+	< 1
$10,4 \pm 0,1$	-	-	$0,102 \pm 0,010$	86^+	< 1
$19,2 \pm 0,1$	-	-	$0,70 \pm 0,18$	86^+	< 1
$20,2 \pm 0,1$	-	-	$0,40 \pm 0,05$	86^+	< 1
$21,2 \pm 0,3$	-	-	$0,020 \pm 0,18$	86^+	< 1
$25,1 \pm 0,1$	-	-	$3,8 \pm 0,7$	86^+	~ 1
$29,9 \pm 0,1$	1	$3,06 \pm 0,16$	2,3	97 ± 16	< 1
$31,7 \pm 0,2$	-	-	$0,64 \pm 0,10$	86^+	< 1
$36,6 \pm 0,2$	-	-	$0,58 \pm 0,14$	86^+	< 1
$40,4 \pm 0,2$	-	-	$0,92 \pm 0,14$	86^+	< 1
$45,8 \pm 0,2$	-	-	$0,34 \pm 0,08$	86^+	< 1
$51,0 \pm 0,2$	1	$9,17 \pm 0,59$	6,84	87 ± 20	< 1
$62,8 \pm 0,3$	-	-	$0,46 \pm 0,12$	86^+	< 1
$65,7 \pm 0,3$	-	-	$1,88 \pm 0,84$	86^+	< 1
$67,9 \pm 0,3$	-	-	$2,46 \pm 1,0$	86^+	< 1
$78,9 \pm 0,3$	-	-	$6,0 \pm 2,7$	86^+	< 1
$87,3 \pm 0,4$	-	-	$1,68 \pm 0,24$	86^+	< 1
$97,3 \pm 0,4$	-	-	$3,9 \pm 0,7$	86^+	< 1
$103,6 \pm 0,4$	-	-	$6,74 \pm 0,36$	86^+	< 1

⁺Bei den Resonanzen, bei denen Γ_γ nicht bekannt ist, wurde der Mittelwert $\bar{\Gamma}_\gamma = 86 \text{ meV}$ benutzt.

der durch die Nichtberücksichtigung von Interferenzen entstehen kann, kleiner als 5%. Der Potentialeinfang ist dagegen vernachlässigbar.

D.5. Experimentelle Anordnung, Messungen, Auswertung

Das epithermische Einfangsspektrum wurde in externer Targetanordnung (Abb.10) mit einem Ge(Li)-Detektor (8 cm x 7 mm) der Firma RCA gemessen, der nur eine Energieauflösung von ca. 15 keV bei 6 MeV aufwies. Das Spektrum zeigt gegenüber dem nach thermischem Einfang gemessenen erhebliche Intensitätsunterschiede, die beim Vergleich der Spektren gut sichtbar sind (Abb.11). Es wurde je ein Spektrum mit einem 0,5 mm und mit einem 1 mm dicken Cd-Scheibchen als Filter aufgenommen. In diesen beiden Spektren wurden keine signifikanten Unterschiede festgestellt. Da die epithermische Einfangrate etwa 10 mal kleiner als die thermische ist, muß der Untergrundstrahlung spezielle Aufmerksamkeit gewidmet werden. Ein Kontrollspektrum mit einem Pb-Streuer anstelle des Ir-Targets zeigte jedoch keinerlei Struktur. Dadurch wurde insbesondere bewiesen, daß weder Einfangsstrahlung des Cd-Filters noch diskrete γ -Strahlung aus dem Reaktor durch Streuung am Target in störendem Ausmaß in den Detektor gelangen konnte.

Zur Erleichterung der Auswertung wurde ein weiteres Spektrum ohne Cd-Filter in derselben Anordnung und mit derselben Verstärkung aufgenommen. Die Spektren mit und ohne Cd-Filter (50 bzw. 38 h Meßzeit) sind in Abb.11 zum Vergleich untereinander dargestellt. Die Analyse, die mit dem Gaußfit-Programm EDGA (s. Anhang IV) erfolgte, wurde durch die schlechte Auflösung und die schlechte Statistik des epithermischen Spektrums erschwert. Deshalb wurden die Energiewerte aus der Paarspektrometermessung bei der Auswertung mitverwendet.

Die Peakflächen beider Spektren wurden auf dieselbe Meßzeit normiert. Dann wurden von den ohne Filter gemessenen Peakflächen die mit Filter gemessenen subtrahiert. Die so ermittelten Peakflächendifferenzen entsprechen den Intensitäten, die man erhalten würde, wenn der Neutronenstrahl ein unendlich gutes Cd-Verhältnis hätte, d.h. nur Neutronen mit $E_n \leq 0,4$ eV enthielte.

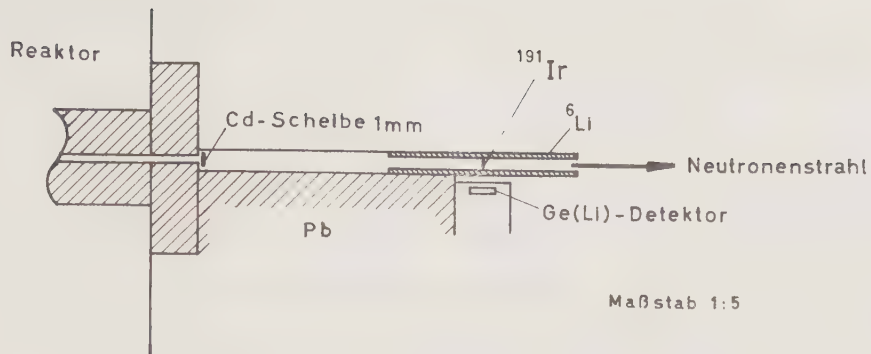


Abb.10: Anordnung am FRF zur Messung des epithermischen Einfangs

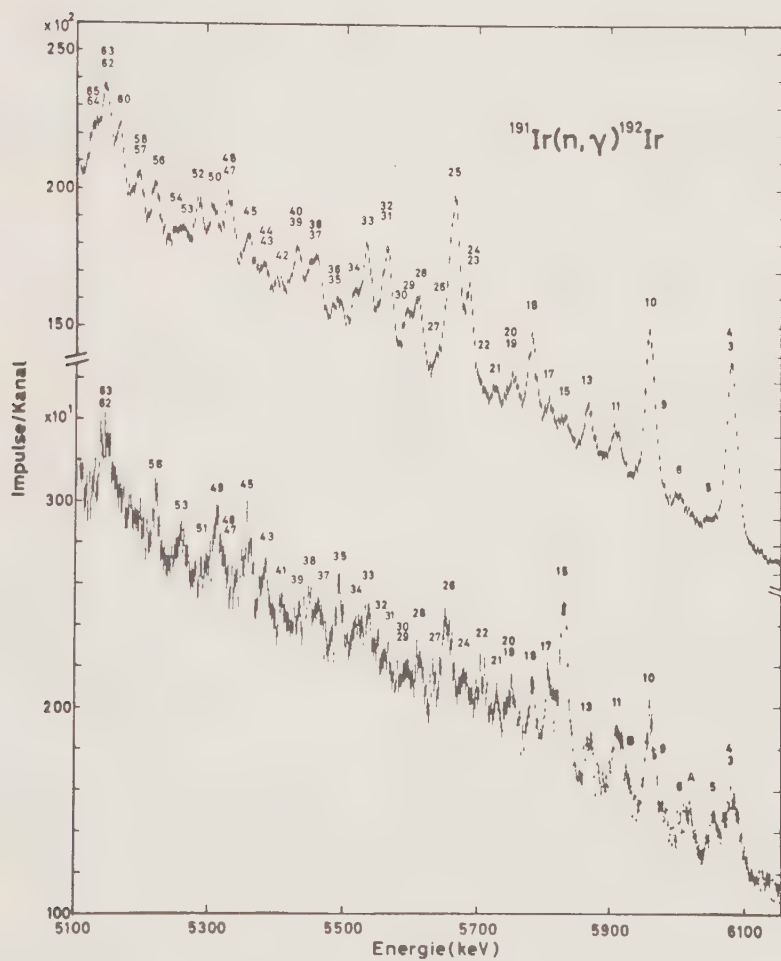


Abb.11: γ -Spektrum der Reaktion $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$
oben: ohne Cd-Filter; unten: mit Cd-Filter

Aus den Peakflächen wurden dann die relativen Intensitäten nach folgendem Ausdruck berechnet:

$$I_{ji} = \frac{F_{ji}}{\epsilon_j} \cdot \frac{1}{G_i} \quad \text{Peak } j \text{ im Spektrum } i$$

F_{ji} = Peakfläche des Übergangs E_j im i -ten Spektrum

ϵ_j = relative Ansprechwahrscheinlichkeit bei der Energie E_j

$G_i = \sum_j F_{ji}/\epsilon_j$ ist die über den Energiebereich von 5200 bis 6100 keV summierte Intensität. Würde G_i genau

alle primären Übergänge erfassen, wäre es ein exaktes Maß für die Anzahl der Einfänge. Werden dagegen nur die primären Übergänge aus einem begrenzten Energiebereich summiert, so ist G_i bei rein statistischer Fluktuation der Intensitäten nur noch im Mittel ein gutes Maß. Sind die Intensitäten I_{j1} nach thermischem Einfang absolut bekannt, dann lassen sich die Intensitäten I_{j2} des epithermischen Einfangs auch näherungsweise absolut angeben:

$$I_{j2} = \frac{F_{j2}}{F_{j1}} \cdot \frac{G_1}{G_2} \cdot I_{j1} \quad (\text{D.2})$$

Die absoluten Intensitäten werden zur Identifizierung von E1-Übergängen gebraucht (s. Anhang V).

D.6. Ergebnisse der epithermischen Messung

Wie die Abb.12 zeigt, sind die Intensitätsunterschiede zwischen dem thermischen⁺ ($E_n \lesssim 0,4$ eV) und dem epithermischen ($E_n \gtrsim 0,4$ eV) Spektrum zum Teil beträchtlich. Im epithermischen Spektrum treten zwei Übergänge auf (A,B), die im thermischen sogar mit dem Paarspektrometer nicht gesehen wurden. Umgekehrt wurden auch mehrere thermische Übergänge im epithermischen Spektrum nicht gefunden. Wegen dessen schlechter Qualität läßt sich aber nicht mit Sicherheit entscheiden, ob diese Übergänge nicht vorhanden oder nur verhältnismäßig schwach sind.

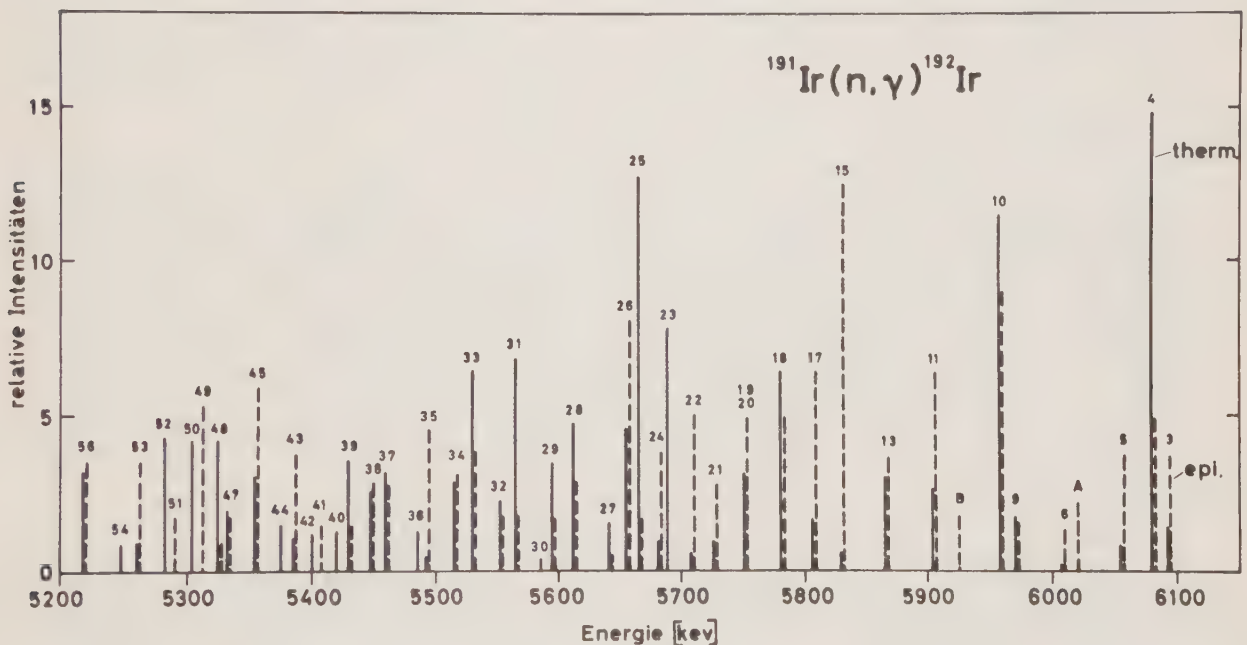


Abb.12: Vergleich der relativen γ -Intensitäten der Reaktion $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ nach Einfang thermischer bzw. epithermischer Neutronen

Man kann aus den großen Intensitätsunterscheiden schließen, daß sich die Einfangszustände im thermischen und epithermischen Bereich stark unterscheiden. Der epithermische Einfang erfolgt

⁺In diesem Abschnitt wird "thermisch" konsequent nur dieser Definition entsprechend benutzt.

nahezu vollständig in den beiden Resonanzen bei 0,654 und 5,36 eV mit Spin und Parität 2^+ , und zwar etwa im Verhältnis 4:1, wenn man ein "dünnes" Target ($n\sigma \leq 1$) voraussetzt.

Am thermischen Einfang haben die Schwänze dieser beiden Resonanzen dagegen nur einen Anteil von knapp 30%. Da die thermischen Intensitäten untereinander große Unterschiede aufweisen, ist nicht anzunehmen, daß das thermische Spektrum eine Art Mittelung über die Schwänze vieler Resonanzen darstellt. Wahrscheinlicher ist es, daß der Ausläufer einer Resonanz stark dominiert, die dann unterhalb der Bindungsenergie liegen müßte.

Ob der Spin der unbekannten Resonanz 1^+ oder 2^+ beträgt, läßt sich im Prinzip aufgrund der unterschiedlichen elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeit zu 0^- - und 3^- -Zuständen entscheiden. Dazu müßten aber mehrere 0^- - und 3^- -Zustände bekannt sein, damit man die Fluktuation der Übergangsmatrixelemente und mögliche Interferenzeffekte herausmitteln kann.

Über den Einfangsmechanismus lassen die vorliegenden Messungen keine Schlüsse zu. Wegen des ungünstigen Energiebereichs, in dem das zur Normierung benötigte G_1 berechnet wird, läßt sich nicht einmal entscheiden, ob der Anteil anomaler Übergänge, der im thermischen Spektrum nach Lane und Lynn (45) 107 barn entsprechen soll, im thermischen oder im epithermischen Spektrum größer ist.

In bezug auf die Kernstruktur von ^{192}Ir ergibt sich folgendes: Da der epithermische Einfang fast ausschließlich über Resonanzen mit Spin und Parität 2^+ erfolgt, können mit Dipolstrahlung nur Niveaus mit den Spins 1, 2 und 3 erreicht werden. Daher läßt sich der bei thermischem Einfang mögliche Spin 0 bei epithermischem Einfang ausschließen.

Eine Reihe von Übergängen, deren thermische Intensität schwach oder durchschnittlich ist, sind im epithermischen Spektrum so stark, daß man sie mit guter Sicherheit als E1-Strahlung klassifizieren kann (vgl. Anhang V).

E. Das Aufstellen der Niveauschemata

E.1. Allgemeine Betrachtungen

Ein wichtiges Ziel der γ -Spektroskopie besteht darin, aus den gemessenen Übergangsenergien ein Niveauschema abzuleiten. Dazu kann man ein Verfahren verwenden, das dem Ritzschen Kombinationsprinzip in der Atomphysik analog ist: Man sucht zunächst alle Kombinationen von drei Übergängen, bei denen die Summe zweier Übergangsenergien gleich der Energie des dritten Übergangs ist. Jede so gefundene Kombination oder Schleife stellt zwei Übergangsmöglichkeiten zwischen 2 Niveaus dar. Schleifen, die dieselbe Übergangsenergie enthalten, werden aneinandergesetzt. Durch die Verbindung aller Schleifen wird das Niveauschema schrittweise aufgebaut. Außer den Schleifen aus 3 Übergängen kann man auch Schleifen aus 4 und mehr Übergängen bilden. Je größer allerdings die Zahl der Übergänge in einer Schleife ist, desto unsicherer wird sie.

Um das richtige Niveauschema zu erhalten, müssen möglichst alle vorhandenen Übergänge gemessen werden, und außerdem muß die Energiepräzision gut genug sein. Die letztere Bedingung ist erfüllt, wenn der Energiefehler sehr klein gegen den mittleren Abstand der nach ihrer Größe geordneten "möglichen" Übergangsenergien ist. Läßt man Auswahlregeln unberücksichtigt, sind zwischen n Niveaus $\frac{n}{2}(n-1)$ Übergänge möglich.

Die Kompliziertheit eines Spektrums nimmt also etwa quadratisch mit der Anzahl der beteiligten Niveaus zu. Deshalb ist bei komplizierten Kernen wie ^{192}Ir und ^{194}Ir beim heutigen Stand der Meßtechnik (Ge(Li)-Detektoren) keine der obigen Bedingungen auch nur angenähert erfüllt. Demzufolge werden Linien, die unterhalb der Nachweisgrenze liegen oder energetisch nicht aufgelöst werden können, und dazugehörige Schleifen bei der Auswertung nicht gefunden. Andererseits erhält man wegen der zu geringen Energiepräzision falsche Schleifen, bei denen die Energiesummen zufällig übereinstimmen.

Aus den gemessenen Übergangsenergien läßt sich bei solchen Kernen nur dann ein zuverlässiges Niveauschema aufstellen, wenn weitere Informationen wie Koinzidenzmessungen, bekannte Niveaus usw. zur Verfügung stehen.

Zusätzliche Information ist bei den beiden Ir-Isotopen außer den Spins und Paritäten der Einfang- und Grundzustände und 3 bekannter Niveaus nicht vorhanden. Deshalb wäre die Aufgabe unlösbar gewesen, wenn es nicht eine bekannte Erfahrungstatsache wäre, daß hochenergetische γ -Übergänge vom Einfangzustand ausgehen, dh. "primär" sind. Bei Kenntnis der Energie des Einfangzustands - hier der Neutronenbindungsenergie E_B - kann man also jedem hochenergetischen Übergang $E_{\gamma i}$ ein Niveau mit der Anregungsenergie $E_{\text{exi}} = E_B - E_{\gamma i}$ zuordnen. Da hochenergetisch nur Dipolübergänge gemessen werden können, werden nur Niveaus mit den Spins $|I-3/2|$, $|I-1/2|$, $I+1/2$ und $I+3/2$ gefunden (I =Targetspin, $I=3/2$ bei ^{191}Ir und ^{193}Ir).

Man hätte nun versuchen können, mit Hilfe der niederenergetischen Übergänge weitere Niveaus, die vom Einfangzustand nicht bevölkert werden, zu bestimmen, z.B. mit einem von Bäcklin (53) beschriebenen Programm. Wegen der schlechten Energiepräzision war dieses Verfahren jedoch nicht anwendbar.

Deshalb wurde nur versucht, die niederenergetischen Übergänge innerhalb der Fehlergrenzen in die hochenergetisch bestimmten Niveaus einzuordnen, um so wenigstens Aussagen über deren Zerfallscharakter zu erhalten. Bei ^{192}Ir wurden nur Niveaus bis ca. 600 keV und bei ^{194}Ir bis ca. 450 keV Anregungsenergie berücksichtigt. Diese Beschränkung ist insofern realistisch, als man annehmen kann, daß mit einem Ge(Li)-Detektor nur die stärksten Linien nachgewiesen werden, die erfahrungsgemäß im unteren Teil des Niveauschemas liegen. Die Grenze von 600 bzw. 450 keV wurde willkürlich festgesetzt. In diesem Zusammenhang interessieren zwei Fragen:

- 1) Wie groß ist die Wahrscheinlichkeit, eine niederenergetische Linie zufällig einzuordnen?
- 2) Wieviele zufällige Zweifachkaskaden sind zwischen Einfang- und Grundzustand zu erwarten?

Diese Fragen werden ausführlich im Abschnitt E.2. und Anhang III diskutiert.

Die Angabe der Spins in den Niveauschemata (Abb.13 und 14) basiert auf folgenden Annahmen:

- 1) Alle hochenergetischen Übergänge haben Dipolcharakter.
- 2) Als E1-Übergänge wurden alle primären Übergängen klassifiziert, deren Intensität zweimal größer als die größte beobachtete (54) Intensität eines primären M1-Übergangs ist. Bei dieser Abschätzung wurden die Intensitäten der thermischen und des epithermischen Einfangsspektrums verwendet (s. Anhang V).
- 3) Der epithermische Einfang erfolgt nur mit Spin und Parität 2^+ .

In den Abb. 13 und 14 sind rechts die auf unseren Ergebnissen beruhenden Niveauschemata bis ca. 500 keV Anregungsenergie dargestellt, links die bisher bekannten Niveaus.

E.2. Einordnung niederenergetischer Übergänge

Schon im vorhergehenden Kapitel wurden die Schwierigkeiten angedeutet, die bei der Einbeziehung der gemessenen niederenergetischen Übergänge in die Niveauschemata auftreten. Im Laufe der Untersuchungen, deren mathematischer Teil in Anhang III zu finden ist, stellte sich heraus, daß die Einordnung niederenergetischer Übergänge bei den hier vorliegenden Bedingungen nur in Ausnahmefällen sinnvoll ist. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sollen im folgenden anhand der Tabellen E1, E2 und E3 erläutert werden.

Die Tabellen E1 und E2 sind in derselben Weise angeordnet und enthalten die Ergebnisse für ^{194}Ir bzw. ^{192}Ir . In den ersten beiden Spalten sind jeweils der Grundzustand und die 10 niedrigsten angeregten Niveaus und deren Energiefehler aufgeführt. In der dritten Spalte findet man die Anzahl der niederenergetischen Übergänge, die sich innerhalb der Fehlergrenzen so einordnen lassen, daß sie auf dem der Zeile entsprechenden Niveau in der 1. Spalten enden. Die 3. Spalte enthält also die Zahl der echten und zufälligen Einordnungen. Dagegen geben die Spalten 4 und 5 nur die zufälligen Einordnungen an, die für dieselben Bedingungen auf zwei verschiedenen Wegen berechnet wurden, und zwar enthält die Spalte 4 die Ergebnisse des Programms "PROBE" (s. Anhang III). Die Werte in Spalte 5

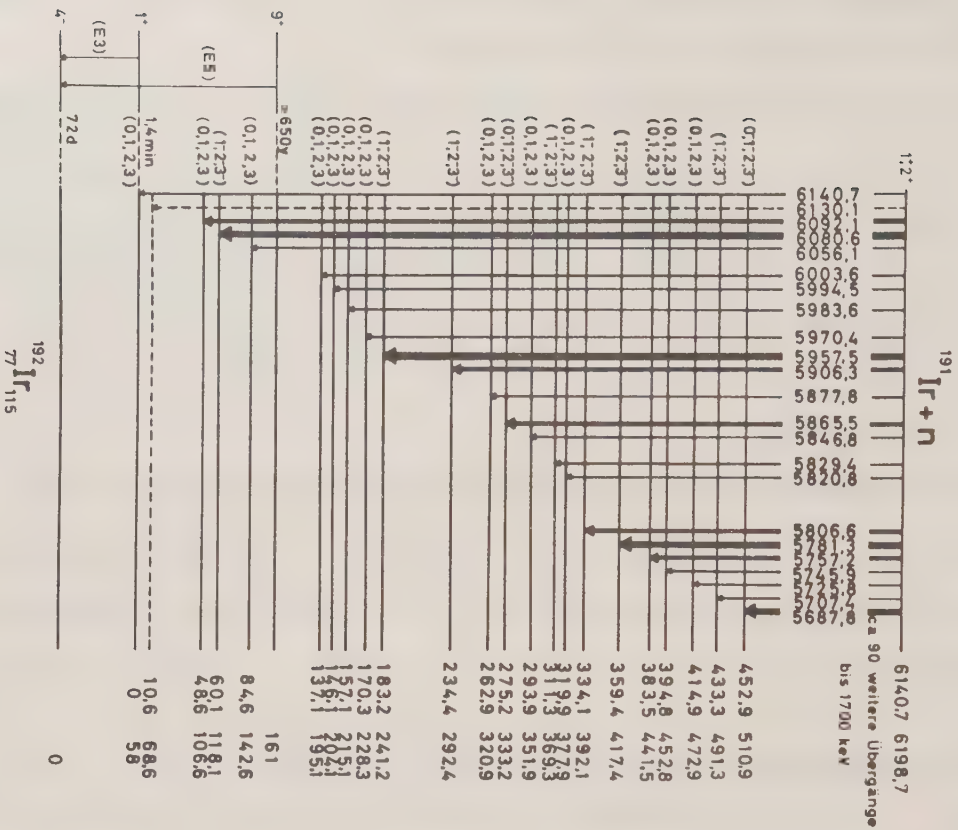


Abb.13: Niveauschema des Kerns ^{192}Ir .

Bisher bekannte Niveaus sind jeweils links herausgezeichnet.

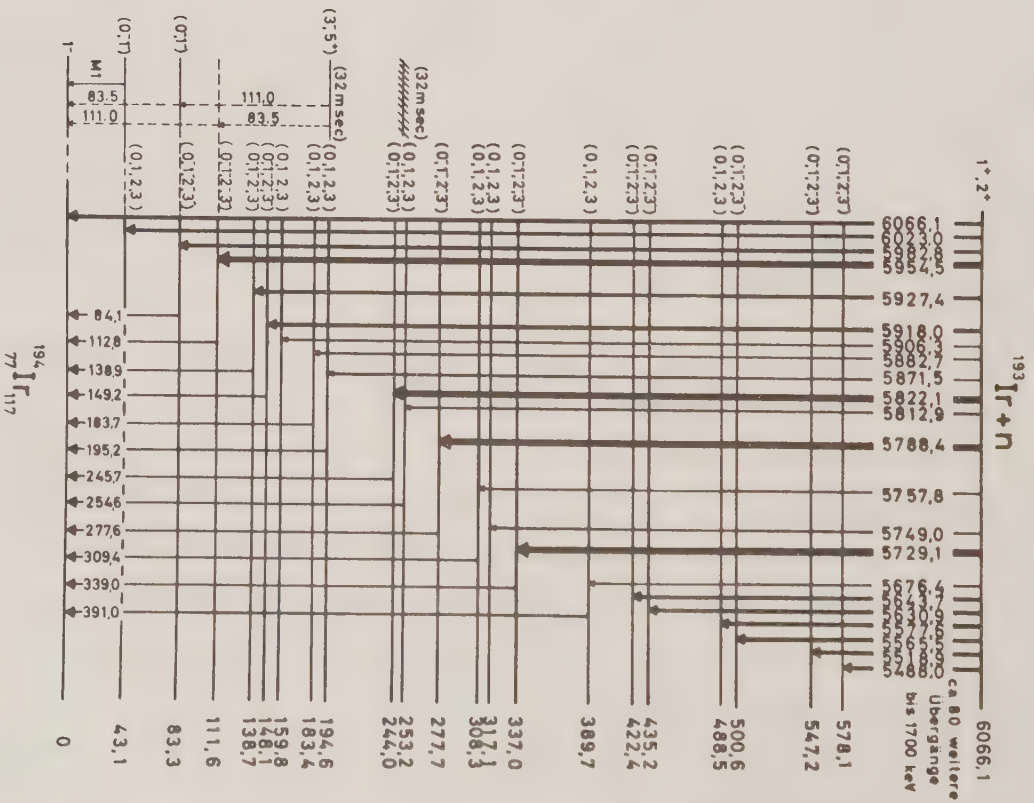


Abb.14: Niveauschema des Kerns ^{194}Ir .

Die Angabe der Spins in den Niveauschemata (Abb.13 und 14) basiert auf folgenden Annahmen:

- 1) Alle hochenergetischen Übergänge haben Dipolcharakter.
- 2) Als E1-Übergänge wurden alle primären Übergängen klassifiziert, deren Intensität zweimal größer als die größte beobachtete (54) Intensität eines primären M1-Übergangs ist. Bei dieser Abschätzung wurden die Intensitäten der thermischen und des epithermischen Einfangsspektrums verwendet (s. Anhang V).
- 3) Der epithermische Einfang erfolgt nur mit Spin und Parität 2^+ .

In den Abb. 13 und 14 sind rechts die auf unseren Ergebnissen beruhenden Niveauschemata bis ca. 500 keV Anregungsenergie dargestellt, links die bisher bekannten Niveaus.

E.2. Einordnung niederenergetischer Übergänge

Schon im vorhergehenden Kapitel wurden die Schwierigkeiten angedeutet, die bei der Einbeziehung der gemessenen niederenergetischen Übergänge in die Niveauschemata auftreten. Im Laufe der Untersuchungen, deren mathematischer Teil in Anhang III zu finden ist, stellte sich heraus, daß die Einordnung niederenergetischer Übergänge bei den hier vorliegenden Bedingungen nur in Ausnahmefällen sinnvoll ist. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sollen im folgenden anhand der Tabellen E1, E2 und E3 erläutert werden.

Die Tabellen E1 und E2 sind in derselben Weise angeordnet und enthalten die Ergebnisse für ^{194}Ir bzw. ^{192}Ir . In den ersten beiden Spalten sind jeweils der Grundzustand und die 10 niedrigsten angeregten Niveaus und deren Energiefehler aufgeführt. In der dritten Spalte findet man die Anzahl der niederenergetischen Übergänge, die sich innerhalb der Fehlergrenzen so einordnen lassen, daß sie auf dem der Zeile entsprechenden Niveau in der 1. Spalten enden. Die 3. Spalte enthält also die Zahl der echten und zufälligen Einordnungen. Dagegen geben die Spalten 4 und 5 nur die zufälligen Einordnungen an, die für dieselben Bedingungen auf zwei verschiedenen Wegen berechnet wurden, und zwar enthält die Spalte 4 die Ergebnisse des Programms "PROBE" (s. Anhang III). Die Werte in Spalte 5

kamen durch die Vertauschung der niederenergetischen Übergänge der beiden Isotope zustande und entsprechen somit der Einordnung willkürlich gewählter Linien. Zur Verringerung zufälliger Schwankungen wurde der Mittelwert aus der Einordnung der unveränderten, der um 4 keV erhöhten und der um 4 keV verminderten Übergangsenergien gebildet. Die gute Übereinstimmung der Werte in den Spalten 4 und 5 zeigt, daß die mittlere Zahl der zufälligen Einordnungen mit dem Programm "PROBE" richtig geschätzt werden kann. Die Werte in Spalte 6 erhält man schließlich, indem man zwar die isotopenrichtigen, aber um 4 keV erhöhten oder verminderten Übergangsenergien einordnet und daraus das Mittel bildet. Je größer der Anteil der echten an der Gesamtzahl der Einordnungen in Spalte 3 ist, desto deutlicher sollte dieser Mittelwert unter der Zahl der zufälligen Einordnungen liegen.

Die Werte in Tabelle E1 für ^{194}Ir beziehen sich auf die Einordnung von 28 niederenergetischen Linien, die gegenüber den Werten in Tabelle C7 um 1 keV erhöht wurden, in das Niveauschema bis 450 keV Anregungsenergie. Vergleicht man die einzelnen Spalten in Tabelle E1 - insbesondere die Summen in der letzten Zeile - so sieht man, daß etwa zwei Drittel der 36 Einordnungen in Spalte 3 zufällig sind. Echte Einordnungen sind mit Sicherheit zum Grundzustand (Zweifachkaskaden) und mit einiger Wahrscheinlichkeit zum 83,3 keV-Niveau vorhanden. In Anbetracht dieses Ergebnisses wurden nur die Zweifachkaskaden, von denen etwa 25% zufällig sind, in das Niveauschema von ^{194}Ir (Abb.14) eingezeichnet (vgl. Abschnitt E.3.).

In der Tabelle E2 sind die Ergebnisse für ^{192}Ir - allerdings bis 600 keV Anregungsenergie - dargestellt. Man erhält in allen Spalten dieselbe Zahl von insgesamt ungefähr 50 Einordnungen. Dieses überraschende Resultat bedeutet, daß wahrscheinlich gar keine echten Einordnungen gefunden wurden. Deshalb wurden die niederenergetischen Übergänge nicht in das Niveauschema von ^{192}Ir (Abb.13) eingezeichnet.

Tabelle E1: Einordnung niederenergetischer Übergänge
in das Niveauschema von ^{194}Ir bis 450 keV

	E_A (keV)	ΔE_A (keV)	$Z(E_{194})$	$Z_{\text{theor.}}$	$\bar{Z}(E_{192})$	$\bar{Z}(E_{194} \pm 4)$
1	0	-	13	3.1	3.0	0.5
2	43.1	0.4	2	2.7	4.0	2.5
3	83.3	0.4	7	2.5	2.7	0
4	111.6	0.4	4	2.2	2.0	1.5
5	138.7	0.4	0	2.3	1.3	2.5
6	148.1	0.4	1	2.1	2.0	1.5
7	159.8	0.5	4	2.2	3.0	2
8	183,4	0,8	2	2.1	2.7	2.5
9	194.6	0.7	3	1.9	0.7	3.5
10	244.0	0.4	0	1.4	1.0	1
11	253.2	0.7	3	1.2	1.3	0
Summe:			36	23.7	22.7	17.5

Tabelle E2: Einordnung niederenergetischer Übergänge
in das Niveauschema von ^{192}Ir bis 600 keV

	E_A (keV)	ΔE_A (keV)	$Z(E_{192})$	$Z_{\text{theor.}}$	$\bar{Z}(E_{194})$	$\bar{Z}(E_{192} \pm 4)$
1	0	-	4	5.5	6.7	6.5
2	58	-	7	4.2	4.7	5
3	106.6	0.7	3	4.1	5.7	3.5
4	118.1	0.6	8	4.0	5.0	5
5	142.6	1.1	3	5.4	5.0	4.5
6	195.1	0.6	4	3.7	4.0	5
7	204.2	1.3	5	5.4	6.3	6
8	215.1	0.9	4	4.4	3.7	4
9	228.3	0.8	5	3.9	4.3	5
10	241.2	0.6	5	3.0	3.3	4.5
11	292.4	0.6	1	3.2	3.3	1.5
Summe:			49	47.0	52.0	50.5

Tabelle E3: Mittlere Anzahl zufälliger Einordnungen eines niederenergetischen Übergangs bei verschiedenem Fehler

$E(\text{keV})$	$\Delta E(\text{keV})$	$\bar{Z}(^{192}\text{Ir})$	$\bar{Z}(^{194}\text{Ir})$
100	0	1,8	0,7
100	0,5	2,95	1,3
100	1,0	4,1	1,8
300	0	1,2	0,3
300	0,5	1,8	0,5
300	1,0	2,4	0,7

Der Tabelle E3 ist die mittlere Zahl $\bar{Z}$ der zufälligen Einordnungen niederenergetischer Übergänge von 100 und 300 keV bei verschiedenem Fehler zu entnehmen. $\bar{Z}(^{192}\text{Ir})$ bezieht sich auf den Anregungsbereich bis ca. 600 keV bei ^{192}Ir und $\bar{Z}(^{194}\text{Ir})$ bis ca. 450 keV bei ^{194}Ir . Auch dann, wenn die niederenergetischen Linien ohne Fehler gemessen werden, ist ihre zufällige Einordnung noch sehr wahrscheinlich, bedingt durch die Fehler der durch hochenergetische Übergänge bestimmten Niveaus.

Da sich die Präzision der hochenergetischen Messungen mit den besten experimentellen Mitteln (Ge(Li)-NaJ(Tl)-Paarspektrometer) bei optimalen Bedingungen höchstens um den Faktor 2 bis 3 steigern läßt, zeigt sich, daß bei diesen komplizierten Isotopen der Zerfallscharakter der einzelnen Niveaus nicht durch einfache Kombination hoch- und niederenergetischer Messungen zu erschließen ist. Dazu sind entweder Koinzidenzmessungen oder sehr präzise niederenergetische Messungen - z.B. mit einem Kristallspektrometer - erforderlich. Im letzteren Fall kann man nämlich die niederenergetischen Linien untereinander kombinieren und dann mit viel geringerer Unsicherheit in die hochenergetisch bestimmten Niveaus einordnen.

E.3. Zweifachkaskaden

Aufgrund der Multipolauswahlregeln kann man bei ^{194}Ir im Gegensatz zu ^{192}Ir sehr viele Kaskaden mit 2 Übergängen zwischen Einfangs- und Grundzustand erwarten. Von den Einfangspins 1^+ und 2^+ sind nämlich durch E1-Strahlung Niveaus mit den Spins 0^- , 1^- , 2^- bzw. 1^- , 2^- , 3^- , die bei beiden Isotopen nach dem Nilsson-Modell in großer Zahl vorhanden sind (vgl. Abschnitt F), erreichbar.

Von 0^- , 1^- und 2^- sind M1- und von 3^- E2-Übergänge auf den Grundzustand von ^{194}Ir mit dem Spin 1^- möglich. Bei ^{192}Ir mit dem Grundzustandsspin 4^+ ist die Spinfolge viel ungünstiger.

Diese theoretische Überlegung wird experimentell voll bestätigt.

E.4. Das Niveauschema von ^{192}Ir

Die Aufstellung des Niveauschemas von ^{192}Ir ist dadurch sehr erschwert, daß die Bindungsenergie nicht bekannt ist und nicht mit Sicherheit bestimmt werden kann, weil der Übergang zwischen dem Einfangs- und dem Grundzustand wegen der hohen Spindifferenz von 2 oder 3 nicht beobachtbar ist.

Mattauch (55) gibt für die Bindungsenergie $E_B = 6146 \pm 9$ keV an. Dieser Wert beruht auf der Annahme, daß ein Übergang von 6088 keV, der von mehreren Autoren (11-13) als höchstenergetischer gemessen wurde, zu dem bekannten 58 keV Niveau mit Spin 1 geht. Unsere Messungen zeigen nun, daß die Linie von 6088 keV in Wirklichkeit aus zwei früher nicht aufgelösten Linien von 6080,2 und 6092,1 keV besteht. Aufgrund der Intensität kann man schließen, daß es sich um E1-Übergänge handelt, die auf Niveaus negativer Parität führen müssen. Das bedeutet, daß keiner von beiden zum 58 keV-Niveau führen kann, weil dessen Parität inzwischen als positiv bestimmt wurde (56). Damit steht fest, daß der bisherige Wert der Bindungsenergie revidiert werden muß.

Unser höchstenergetischer Übergang von 6140,7 keV ist mit ca. 2 Übergängen bei 10 000 Einfängen so schwach, daß er wahrscheinlich der gesuchte M1-Übergang auf das 58 keV-Niveau ist. Nach sorgfältiger Prüfung scheint es ausgeschlossen, daß dieser Übergang nicht zu ^{192}Ir gehört. Mit dieser Annahme

beträgt die Neutronenbindungsenergie 6198,7 keV mit einem geschätzten Fehler von 2 keV. Auf diesem Wert basiert das Niveauschema Abb.13. Es muß aber betont werden, daß die obige Annahme keineswegs gesichert ist, weil die starken statistischen Fluktuationen der Strahlungsbreiten eine solche Aussage nicht mit Sicherheit zulassen. Es wäre wünschenswert, die Bindungsenergie durch Koinzidenzmessungen zu bestätigen.

E.5. Das Niveauschema von ^{194}Ir

E.5.1. Die Bindungsenergie

Der Grundzustandsspin von ^{194}Ir beträgt 1^- (1), so daß er vom 1^+ oder 2^+ -Einfangszustand mit E1-Strahlung erreicht werden kann. Der höchstenergetische Übergang mit $6066,1 \pm 1,5$ keV führt zum Grundzustand und ist daher gleich der Bindungsenergie. Diese Behauptung wird durch die nächsten zwei hochenergetischen Übergänge bestätigt, die zu dieser Bindungsenergie eine Differenz von 43 bzw. 83 keV bilden. Diese beiden Energien stimmen sehr gut mit den beiden niedrigsten angeregten Niveaus überein, die durch den β -Zerfall von ^{194}Os bekannt sind (2). Die Bindungsenergie weicht erheblich von dem Wert ab, den Mattauch (55) mit 6103 ± 27 keV angibt.

E.5.2. Das 32 msec-Isomer

Außer den Niveaus bei 43 und 83 keV ist seit längerem ein isomerer Zustand mit 32 msec Halbwertszeit bekannt, der erstmalig von Campbell und Fettweis (3) nach Neutroneneinfang in angereichertem ^{193}Ir beobachtet wurde. Später wurde das Isomer von Alexander und Brinckmann (4) mit einem NaI(Tl)-Detektor und kürzlich von Lundan und Siivola (5) mit einem Ge(Li)-Detektor untersucht. Diese beiden Autoren beobachteten die K-Röntgenlinien und zwei γ -Linien von 84,3 und 112,4 keV in einer Kaskade mit der obigen Halbwertszeit. Aus diesem experimentellen Befund schlossen sie auf ein isomeres Niveau bei 196,7 keV. Nach der Weißkopf-Abschätzung entspricht die Halbwertszeit von 32 msec einem E3-Übergang. Durch Vergleich der gemessenen Intensitätsverhältnisse von Röntgen- und γ -Linien mit denen, die theoretisch für K-Konversion zu erwarten sind,

kommen Lundan und Siivola zu dem Schluß, daß der zweite Übergang M1 sein muß. Damit ergeben sich die Spins 2^- für das Zwischenniveau und 5^+ für das 197 keV-Niveau. Lundan und Siivola können die Reihenfolge der Übergänge nicht eindeutig festlegen. Sie nehmen willkürlich an, daß der 84,3 keV-Übergang zuerst erfolgt, wie Abb.15 zeigt.

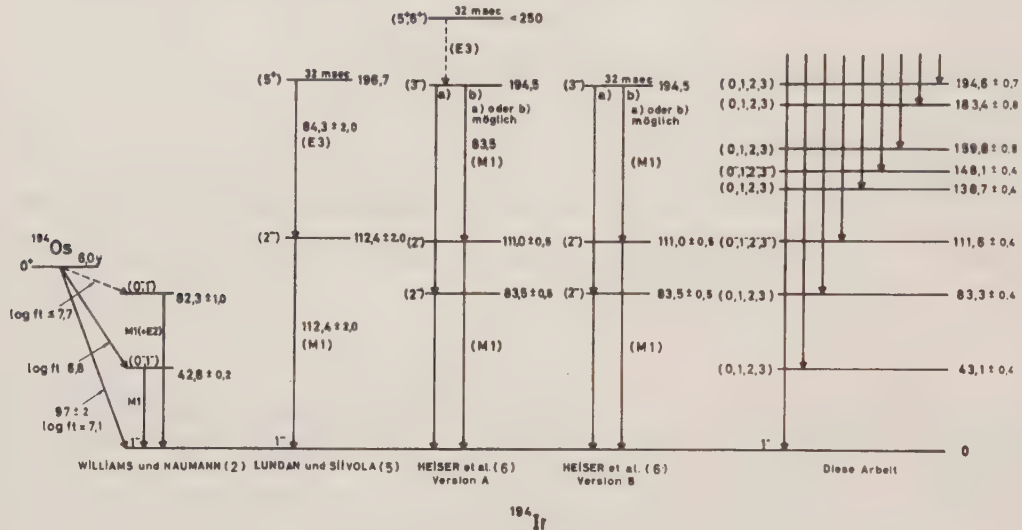


Abb.15: Zerfallsmöglichkeiten des 32 msec-Isomers in ^{194}Ir

Heiser, Brinckmann und Fromm (6) erhalten innerhalb der Fehlergrenzen dieselben experimentellen Resultate, bis auf eine etwas höhere Intensität der Röntgenlinie. Durch Betrachtung der Intensitäten und Konversionskoeffizienten schließen sie jedoch, daß der 84 keV-Übergang die Multipolordnung M1 und der 112 keV-Übergang entweder auch M1 oder eine (E1+M2)-Mischung mit etwa 85% M2-Anteil haben muß. Insbesondere weisen sie darauf hin, daß die Multipolordnung E3 für beide Übergänge ausgeschlossen ist, da die hohen L-Konversionskoeffizienten für E3 ($\alpha_L(83,5) = 240$ und $\alpha_L(111,0) = 46$) eine Beobachtung der Übergänge im γ -Spektrum unmöglich machen würden.

Nach Heiser et al. (6) hat das 194,5 keV-Niveau Spin und Parität 3^- bei zwei M1-Übergängen oder 3^+ bei einem M1- und einem (E1+M2)-Übergang. Da sich für 3^+ keine Konfiguration finden läßt, beschränken Heiser et al. ihre weitere Diskussion auf 3^- . Für diesen Spin geben sie zwei mögliche Zerfallsschemata an, in denen die Reihenfolge der Übergänge unbestimmt bleibt (Abb.15).

In der Version A wird angenommen, daß nicht das 194,5 keV-Niveau, sondern ein innerhalb etwa 50 keV darüberliegendes mit Spin 5^+ oder 6^+ isomer ist. Beide Spins lassen sich aus niedrig liegenden Nilsson-Zuständen in Nachbarkernen bilden. In dieser Version wäre der erste Übergang E3 und damit in Einklang mit der Weißkopfab schätzung.

In der Version B wird angenommen, daß das 3^- -Niveau selbst isomer ist. Dann ergibt sich jedoch ein hoher Hinderungsfaktor von 10^9 bis 10^{10} bei M1 und $3 \cdot 10^5$ bei E2-Strahlung gegenüber einem Einteilchenübergang. Der Hinderungsfaktor kann mit den asymptotischen Auswahlregeln erklärt werden. Nimmt man für das Zwischenniveau eine $\{3/2^+(402)_P + 1/2^-(510)_N\}$ -Konfiguration an, die einer Umkoppelung der wahrscheinlichsten GZ-Konfiguration entspricht, und für das 194,5 keV-Niveau $\{3/2^+(402)_P - 9/2(505)_N\}$, so ergibt sich mit $\Delta\Lambda=5$ und $L=1$ ein vierfaches Ω -Verbot.

In derselben Abbildung 15 sind auch unsere Ergebnisse ohne Berücksichtigung der niederenergetischen Übergänge dargestellt. Der Vergleich der vorgeschlagenen Niveauschemata mit unseren Ergebnissen führt zu folgenden Aussagen:

- 1) Bei $83,3 \pm 0,4$, $111,6 \pm 0,4$ und $194,6 \pm 0,7$ keV liegen Niveaus. Alle drei Energie-Werte stimmen sehr gut mit denen von Heiser et al. (6) überein. Da sowohl bei 83,3 als auch bei 111,6 keV Niveaus liegen, reicht die Energiepräzision nicht aus, um die Reihenfolge der Übergänge festzulegen. Der Übergang vom 1^+ - oder 2^+ -Einfangszustand zum 194,6 keV-Niveau widerlegt den von Lundan und Siivola angenommenen Spin 5^+ .
- 2) In der Nähe von 80 keV beobachten wir nur ein Niveau mit niedrigem Spin und negativer Parität. Daraus folgt, daß wahrscheinlich unser 83,3 keV-Niveau mit dem vom β -Zerfall bekannten Niveau bei 78 ± 3 keV bzw. $82,3 \pm 1$ keV (2) identisch ist. Der log ft-Wert für den Übergang vom 0^+ -Grundzustand von ^{194}Os beträgt 6,4, so daß das 83,3 keV-Niveau mit großer Sicherheit Spin und Parität 0^- oder 1^- hat, während für den Zwischenzustand der Kaskade 2^- erwartet wird. Mit großer Wahrscheinlichkeit zerfällt das Isomer demnach über das 111,6 keV-Niveau.

- 3) Zwischen 111,6 und 194,6 keV liegen noch 4 weitere bisher unbekannte Niveaus mit Spins zwischen 0 und 3. Es erhebt sich nun die Frage, warum die von 194,6 keV zu diesen Niveaus möglichen Übergänge von 9,2, 34,8, 45,5 und 55,9 keV nicht beobachtet wurden. Wenn dafür nicht experimentelle Schwierigkeiten verantwortlich sind, stützt diese Tatsache die Version B von Heiser et al. Betrachtet man nämlich die möglichen Konfigurationen dieser Niveaus, so sieht man, daß die Übergangswahrscheinlichkeiten vom 194,5 keV-Niveau mit $\{^{3/2}_{+}(402)_{\text{P}} - ^{9/2}_{-}(505)_{\text{N}}\}$ durch asymptotische Auswahlregeln stark verringert werden.

F. Vergleich der Niveauschemata mit dem Modell

So komplizierte Kerne wie ^{192}Ir und ^{194}Ir sind mit einer experimentellen Methode allein nur sehr unvollständig zu untersuchen. Die gewonnenen Ergebnisse erlauben keinen quantitativen Vergleich mit der Theorie. Deshalb sollen hier nur die niedrigsten Zustände im Rahmen des in Abschnitt B.3.5. geschilderten Modells unter Verwendung der Nilsson-Einteilchenzustände diskutiert werden.

In den Tabellen F1 und F2 sind die Protonen- bzw. Neutronenzustände in benachbarten uA-Kernen aufgeführt (57). Die Protonenzustände haben in allen ungeraden Ir-Isotopen dieselbe Reihenfolge $5/2^+(402)$; $3/2^+(402)$; $1/2^+(400)$ und $11/2^-(505)$. Diese Reihenfolge, die relativ unabhängig von der Deformation ist, stimmt bis auf den $11/2^-(505)$ -Zustand, der steiler verläuft, mit dem Nilssonschema überein. Weitere Protonenzustände sind erst bei höheren Anregungsenergien zu erwarten.

Bei den Neutronen ist das Nilssonschema wesentlich komplizierter, weil sich im fraglichen Bereich (δ, N) mindestens 5 Zustände befinden, die sich so überschneiden, daß sich die Reihenfolge mit der Deformation mehrmals ändert. Über die Reihenfolge dieser 5 Zustände $1/2^-(510)$; $3/2^-(512)$; $9/2^-(505)$; $7/2^-(503)$ und $11/2^+(615)$ in ^{192}Ir und ^{194}Ir läßt sich daher keine eindeutige Voraussage machen.

Unter diesen Umständen ist es nicht zu erwarten, daß sich die Grundzustände der uu-Kerne ^{192}Ir und ^{194}Ir durch die einfache Kopplung der Grundzustandsspins der ungeraden Nachbarkerne vorhersagen lassen. Erfolgversprechender ist der umgekehrte Weg, nämlich zu untersuchen, welche Konfigurationen für die in den uu-Isotopen gemessenen Zustände in Frage kommen.

In den Tabellen F3 und F4 sind jeweils alle Konfigurationen zusammengestellt, die sich aus den 4 Protonen- und 5 Neutronenzuständen bilden und zu den beobachteten Spins koppeln lassen. Für jede Konfiguration wurde die Anregungsenergie E_A unter Berücksichtigung der Rotationskorrektur $\Delta E_{\text{rot}} \approx 25(K^+ - K^-)$ abgeschätzt. Betrachtet man zunächst die Grundzustände, so stellt

Tabelle F1: Unkorrigierte Anregungsenergien (keV) der Protonenzustände in den ungeraden Ir-Isotopen

	$5/2^+(402)\uparrow$	$3/2^+(402)\downarrow$	$1/2^+(400)\uparrow$	$11/2^-(505)\uparrow$
77Ir_{110}		G.Z.	106	409
77Ir_{112}	722 L.A.	G.Z.	94	372
77Ir_{114}	589 L.A.	G.Z.	82	171
77Ir_{116}		G.Z.	73	80

Tabelle F2: Unkorrigierte Anregungsenergien (keV) von Neutronenzuständen in gu-Kernen in der Nähe von Iridium

	$7/2^-(503)\uparrow$	$1/2^-(510)\uparrow$	$3/2^-(512)\downarrow$	$9/2^-(505)\downarrow$
76Os_{111}	100 L.A.	G.Z.	10	(257)
76Os_{113}	219 L.A.		G.Z.	31
76Os_{115}			75 L.A.	G.Z.
76Os_{117}			G.Z.	~200 (L.A.)
78Pt_{113}			G.Z.	
78Pt_{115}		(G.Z.)		
78Pt_{117}		G.Z.	99	

L.A. = Lochanregung; G.Z. = Grundzustand

man fest, daß - bei aller Unsicherheit insbesondere der Neutronenenergien - jeweils eine Konfiguration energetisch bedeutend tiefer liegt als die übrigen. Bei ^{192}Ir ist es die Konfiguration $\{1/2^+(400)_\text{P} - 9/2^-(505)_\text{N}\}$, deren Neutronenzustand den Grundzustand des Pt-Isotops mit derselben Neutronenzahl bildet. Bei ^{194}Ir ist $\{3/2^+(402)_\text{P} - 1/2^-(510)_\text{N}\}$ die tiefstliegende Konfiguration, deren Neutronenzustand im isotonen Os-Kern als Grundzustand beobachtet wird. Es ist interessant, daß diese beiden Konfigurationen nach neueren Messungen von Reid et al. (58) auch eine gute Übereinstimmung zwischen theoretischem und experimentellem magnetischen Moment zeigen.

Weiterhin ergibt sich, daß alle in ^{192}Ir und ^{194}Ir bekannten Zustände durch parallele Kopplung der asymptotischen Spins beschrieben werden können. Insofern kann man nicht sagen, daß die Kopplungsregeln von Gallagher-Moszkowski bei ^{192}Ir verletzt sind, wie es in der Literatur geschehen ist (59). Die Frage, ob die Kopplungsregeln gelten, d.h. die Frage, ob die Aufspaltung zwischen $\Sigma=0$ und $\Sigma=1$ durch die Proton-Neutron-Wechselwirkung größer als die durch möglicherweise entgegengesetzt wirkende Störungen ist, läßt sich erst beantworten, wenn Konfigurationen gleicher Teilchenzustände mit verschiedener Kopplung identifiziert sind.

Vergleicht man die Niveauschemata (Abb.13 und 14) von ^{192}Ir und ^{194}Ir , die sich aus den hochenergetischen (n, γ)-Messungen ergeben, so stellt man fest, daß sie in ihrer Struktur sehr ähnlich sind. Beide Kerne besitzen schon bei niedriger Anregungsenergie eine hohe Niveaudichte. Diese Niveaus müssen den Anregungsbedingungen entsprechend niedrige Spins und mit wenigen Ausnahmen negative Parität haben. Das ist im Einklang mit dem Nilsson-Modell, das viele solche Niveaus mit $0^- - 3^-$ durch Kopplung der oben aufgeführten Zustände voraussagt. Die hohe Niveaudichte deutet außerdem auf kollektive Anregungen hin, die aber im Rahmen dieser Arbeit nicht identifiziert werden konnten.

Tabelle F3: Konfigurationen in ^{192}Ir

$E_A(\text{keV}); I^\pi$	Proton	Neutron	Σ	E_P	E_N	ΔE_{rot}	$E_A = E_P + E_N - \Delta E_{\text{rot}}$
0; 4^-	$\frac{5}{2}^+$ (402) $\uparrow$	$+\frac{3}{2}^-$ (512) $\downarrow$	0	500	50	0	550
	$\frac{1}{2}^+$ (400) $\uparrow$	$-\frac{9}{2}^-$ (505) $\downarrow$	1	100	0	25	75
	$\frac{1}{2}^+$ (400) $\uparrow$	$+\frac{7}{2}^-$ (503) $\uparrow$	1	100	150	0	250
58; 1^+	$\frac{11}{2}^-$ (505) $\uparrow$	$-\frac{9}{2}^-$ (505) $\downarrow$	1	200	0	225	- 25
161; 9^+	$\frac{11}{2}^-$ (505) $\uparrow$	$+\frac{7}{2}^-$ (503) $\uparrow$	1	200	100	0	300

Tabelle F4: Konfigurationen in ^{194}Ir

$E_A(\text{keV}); I^\pi$	Proton	Neutron	Σ	E_P	E_N	ΔE_{rot}	$E_A = E_P + E_N - \Delta E_{\text{rot}}$
0; 1^-	$\frac{5}{2}^+$ (402) $\uparrow$	$-\frac{3}{2}^-$ (512) $\downarrow$	1	400	50	75	375
	$\frac{5}{2}^+$ (402) $\uparrow$	$-\frac{7}{2}^-$ (503) $\uparrow$	0	400	150	125	425
	$\frac{3}{2}^+$ (402) $\downarrow$	$-\frac{1}{2}^-$ (510) $\uparrow$	1	0	0	25	- 25
	$\frac{1}{2}^+$ (402) $\uparrow$	$+\frac{1}{2}^-$ (510) $\uparrow$	1	100	0	0	100
	$\frac{1}{2}^+$ (400) $\uparrow$	$-\frac{3}{2}^-$ (512) $\downarrow$	1	100	50	25	125
112; (2^-)	$\frac{3}{2}^+$ (402) $\downarrow$	$+\frac{1}{2}^-$ (510) $\uparrow$	0	0	0	0	0
195; (3^-)	$\frac{3}{2}^+$ (402) $\uparrow$	$-\frac{9}{2}^-$ (505) $\downarrow$	1	0	200	75	125

G. Zusammenfassung

Die doppelt ungeraden Kerne ^{192}Ir und ^{194}Ir wurden mit Hilfe der Reaktionen $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ und $^{193}\text{Ir}(n,\gamma)^{194}\text{Ir}$ untersucht. In den beiden Kernen wurden 123 bzw. 106 hochenergetische Übergänge gefunden, die auf Niveaus in einem Anregungsbereich von etwa 1700 keV führen. Bei ^{194}Ir konnte der Grundzustandsübergang, der gleich der Neutronenbindungsenergie ist, mit $6066,1 \pm 1,5$ keV eindeutig identifiziert werden. Bei ^{192}Ir kann der Grundzustandsübergang wegen der hohen Multipolordnung dagegen nicht beobachtet werden. Macht man die Annahme, daß der höchstenergetische Übergang von 6140,7 keV auf das bekannte 1^+ -Niveau mit 58 keV führt, so ergibt sich die Bindungsenergie von $6198,7 \pm 2,0$ keV. Diese Annahme ist zwar aufgrund verschiedener Überlegungen gerechtfertigt, darf jedoch nicht als gesichert angesehen werden.

Die Bindungsenergien, die deutlich von den früheren Werten abweichen, liegen der Berechnung der Anregungsenergien zugrunde und gehen damit in die Niveauschemata ein. Es zeigt sich, daß die Niveauschemata der beiden Kerne - wie nach den Modellen zu erwarten - in ihrer Grobstruktur übereinstimmen. Diese Tatsache kam in den bisher bekannten Niveaus nicht zum Ausdruck. Mit Hilfe vorhandener Daten und einer groben Abschätzung wurden $\{1/2^+(400)_P - 9/2^-(505)_N\}$ und $\{3/2^+(402)_P - 1/2^-(510)_N\}$ als wahrscheinliche Grundzustandskonfigurationen von ^{192}Ir bzw. ^{194}Ir ermittelt. Beide Zustände entsprechen der parallelen Spin-Kopplung und widersprechen nicht den Regeln von Gallagher und Moszkowski.

Die niederenergetischen Messungen konnten wegen der zu geringen Energiepräzision nicht zum Aufstellen der Niveauschemata herangezogen werden. Im Fall des ^{194}Ir führen sie allerdings zu dem Ergebnis, daß der Einfangzustand in erheblichem Maß über Zweifach-Kaskaden zerfällt.

Die Messung der Reaktion $^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ mit epithermischen Neutronen zeigt überraschend starke Intensitätsveränderungen im Vergleich zum thermischen Einfang. Es ist deshalb durchaus

zu erwarten, daß Messungen mit monoenergetischen Neutronen unterhalb 1 eV zu interessanten, mit den Theorien des Neutroneneinfangs vergleichbaren Resultaten führt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit beweisen, daß die Kerne ^{192}Ir und ^{194}Ir eine sehr komplexe Struktur besitzen! Das bedeutet andererseits, daß diese Kerne mit allen zur Verfügung stehenden experimentellen Methoden untersucht werden müssen, um zu Daten zu kommen, die einen quantitativen Vergleich mit theoretischen Voraussagen ermöglichen: In diesem Sinn sind die hier vorliegenden Ergebnisse noch recht unbefriedigend und sollten als eine Ausgangsbasis für weitere Experimente betrachtet werden.

Anhang I

Nichtlineare Energieeichung

Messungen mit einem Präzisions-Pulsgenerator⁺ ergaben, daß die elektronische Anordnung (Tennelec-Verstärker-System mit dem Vielkanalanalysator Victoreen Scipp 1600) über Erwarten stark nichtlinear ist (Abb.16). Das hat zur Folge, daß eine nicht-lineare Energie-Kanal-Beziehung zur Energieeichung verwendet werden muß. Es bot sich zunächst eine numerische Lösung an, diese Beziehung durch ein Polynom zu approximieren und das Polynom zur Energieberechnung im Programm EDGA (Anhang IV) heranzuziehen. Diese Methode wird deshalb im 1. Teil beschrieben, obwohl sie im vorliegenden Fall nicht benutzt werden konnte. Die Anpassung des Ausdrucks (I.1) wurde mit Polynomen

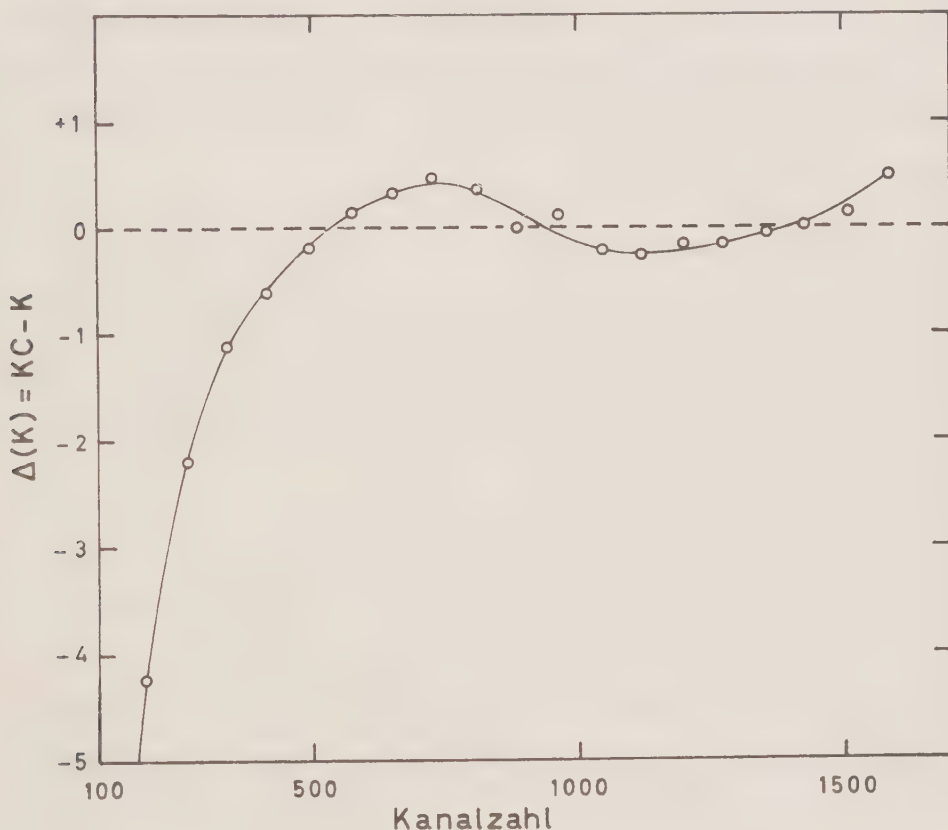


Abb.16: Nichtlinearität der elektronischen Anordnung

⁺(Eigenbau mit einem Fluke-4 Dekaden-Potentiometer, dessen Linearität für Gleichstrom vom Hersteller mit 0,025% der Maximalausgangsspannung angegeben wird. Die Linearität für schnelle Pulse ist schlechter, konnte aber nicht gemessen werden.)

bis zum 10. Grad versucht, ohne jedoch die erforderliche Genauigkeit zu erreichen. Daher wurde später die im 2. Teil beschriebene graphische Methode verwendet, obgleich sie mit erheblicher Mehrarbeit verbunden ist.

1. Numerische Methode

Man kann die nichtlineare Beziehung zwischen der Pulser-Amplitude P und der Kanallage K des zugehörigen Peakschwerpunktes als Polynom darstellen:

$$P(K) = a_0 + a_1 K + a_2 K^2 + a_3 K^3 + \dots \quad (\text{I.1})$$

Die Koeffizienten $a_0, a_1, a_2, \dots$ lassen sich im Prinzip mit einem Anpassungsverfahren aus den gemessenen Werten $\{P_i, K_i\}$ bestimmen.

Weiterhin kann man den Pulsgenerator in Energie-Einheiten eichen, wobei sinnvollerweise eine lineare Beziehung angenommen wird, da der Pulser wesentlich besser linear als das zu korrigierende System ist:

$$P(E) = c_0 + c_1 E \quad (\text{I.2})$$

Aus den Eichwerten $\{E_i, K_i\}$ berechnet man zunächst mit (I.1) die zu K_i gehörenden P_i . Mit den Wertepaaren E_i, P_i erhält man dann die Koeffizienten c_0 und c_1 . Durch Gleichsetzen von (I.1) und (I.2) ergibt sich

$$E(K) = \frac{a_0 - c_0}{c_1} + \frac{a_1}{c_1} K + \frac{a_2}{c_1} K^2 + \dots$$

oder $E(K) = b_0 + b_1 K + b_2 K^2 + \dots \quad (\text{I.3})$

Das ist die gesuchte nichtlineare Energie-Kanal-Beziehung, deren Koeffizienten b_i direkt aus den a_i und c_i folgen.

2. Graphische Methode

Der Ausdruck für $P(K)$ wird jetzt in einen linearen Term $L(K) = a_0 + a_1 K$ und einen nichtlinearen Korrekturterm $a_1 \Delta(K)$ aufgespalten:

$$P(K) = L(K) + a_1 \Delta(K) \quad (\text{I.4})$$

Mit Hilfe der Pulser-Kanal-Werte $\{P_i; K_i\}$ werden die Koeffizienten a_0 und a_1 zweckmäßigerweise so bestimmt, daß die Korrektur

$$\sum (a_1 \Delta(K))^2 = \sum (P(K) - L(K))^2$$

im interessierenden Kanalbereich minimal wird.

Mit den a_0 und a_1 kann man $\Delta(K_i) = \frac{P_i - a_0}{a_1} - K_i$ für alle gemessenen $\{P_i; K_i\}$ berechnen und graphisch auftragen. Weil die $\Delta(K_i)$ experimentelle Fehler enthalten, muß die Korrekturkurve durch graphische Interpolation bestimmt werden. Wie man sich leicht überlegen kann, sind die Koeffizienten a_0 und a_1 prinzipiell beliebig wählbar. Die oben beschriebene Bestimmung dient nur zur Erleichterung der graphischen Darstellung.

Abb.16 zeigt eine solche Nichtlinearitätskorrektur $\Delta(K)$. Sie hängt nicht nur vom Vielkanaler ab, sondern auch von der Verstärkereinstellung und muß deshalb für jede Messung bestimmt werden.

Korrigiert man jeden gemessenen Kanalwert K_i mit $\Delta(K_i)$, so erhält man mit (I.4) eine lineare Beziehung zwischen den korrigierten Kanalwerten $KC = K + \Delta(K)$ und $P(KC)$:

$$\begin{aligned} P(KC) &= a_0 + a_1 K + a_1 \Delta(K) \\ &= a_0 + a_1 KC \end{aligned} \quad (I.5)$$

Mit derselben Korrektur läßt sich dann auch eine linearisierte Energie-Eichung herstellen:

$$E(KC) = b_0 + b_1 KC \quad (I.6)$$

Die praktische Energie-Eichung geht nun in folgenden Schritten vor sich:

- 1) Mit Hilfe eines Präzisionspulsers (oder Eichquellen) wird die Korrekturkurve $\Delta(K)$ bestimmt (Programm LINEA).
- 2) Die Kanallage der Eichpeaks K_i wird mit $\Delta(K_i)$ zu KC_i korrigiert.

- 3) Die Koeffizienten b_0 und b_1 in (I.6) und ihre Fehler werden aus den Eichwerten $\{E_i; KC_i\}$ mit der Methode der kleinsten Quadrate berechnet (Programm EICH).
- 4) Im Programm EDGA ist nur eine lineare Energie-Abhängigkeit $E'(K) = b_0 + b_1 K$ vorgesehen. Die von EDGA berechneten Energiewerte $E'(K)$ müssen mit $b_1 \Delta(K)$ korrigiert werden, um $E(KC)$ zu erhalten:

$$\begin{aligned} E(KC) &= E' + b_1 \Delta(K) \\ &= b_0 + b_1 (K + \Delta(K)) \\ &= b_0 + b_1 KC \end{aligned}$$

Damit ist gezeigt, daß die Korrektur $b_1 \Delta(K)$ tatsächlich zu den richtigen Energiewerten führt.

Da das hier beschriebene graphische Eichverfahren mit erheblichem Arbeitsaufwand verbunden ist, und auch zur Verbesserung der Eichgenauigkeit, empfiehlt es sich, nur den mittleren relativ linearen Bereich des Vielkanalanalysators zu benutzen. In diesem Bereich ist die Anpassung nicht so schwierig, so daß die numerische Methode verwendet werden kann.

Anhang II

Energie- und Intensitätsfehler

Eine im Sinne der mathematischen Statistik exakte Behandlung des Fehlerproblems ist in diesem Rahmen nicht möglich. Es wurde zur Vereinfachung angenommen, daß die verschiedenen Fehleranteile normal verteilt und unabhängig sind. Diese Annahme trifft sicher nicht immer zu. Trotzdem erscheint es sinnvoll, die einzelnen Fehleranteile zu diskutieren und ihren Beitrag zum Gesamtfehler größenordnungsmäßig abzuschätzen und mit einigen experimentellen Werten zu vergleichen.

1. Energiefehler

Zur Fehlerabschätzung der Übergangsenergien (Tabellen C4 und C5) muß die Eichprozedur genau verfolgt werden.

Für jedes Isotop müssen 2 Eichungen durchgeführt werden. Zunächst werden die Koeffizienten m_1 und n_1 der Eichgeraden $E = m_1 KC + n_1$ (vgl. Anhang I) und deren Fehler $\Delta m_1, \Delta n_1$ für das Stickstoff-Iridium-Spektrum berechnet. Mit dieser Eichung wird die Energie von ca. 10 starken Iridiumlinien als Bezugslinien bestimmt.

Die Bezugslinien werden für das Iridiumspektrum als bekannte Eichlinien angesehen und dienen zur Berechnung von $m_2, n_2, \Delta m_2$ und Δn_2 der zweiten Eichgeraden $E = m_2 KC + n_2$.

Die Fehler m und n einer Eichung sind der statistischen Streuung der Eichwerte $\{E_i, KC_i\}$ proportional, die sich aus folgenden 5 Anteilen zusammensetzt:

- a) Streuung der Eichenergien
- b) Statistischer Fehler der Peakanpassung
- c) Fehler durch asymmetrische Peakform, da in "EDGA" eine einfache Gaußverteilung verwendet wird
- d) Fehler der Nichtlinearitätskorrektur
- e) Überlagerung von Stickstoff- und Iridiumlinien

Ein systematischer linearer Fehler der Eichenergien führt zwar zu einer Fehlberechnung der m und n , macht sich aber in den Fehlern Δm und Δn nicht bemerkbar.

Die Fehler Δm und Δn haben eine Unsicherheit der Eichung zur Folge, die in der Mitte des Eichintervalles am geringsten ist und an den Rändern mit zunehmender Extrapolation immer größer wird. Der damit verbundene lineare Eichfehler wurde hier der Einfachheit halber gleich dem größten Fehler des jeweiligen Energiebereichs gesetzt.

Der gesamte Energiefehler ΔE_2 einer unbekannten Iridiumlinie (vgl. letzte Spalte der Tabelle II.1) setzt sich dann aus den Fehlern bei der Peakberechnung b) - d), und aus den linearen Fehlern der Stickstoffenergien f), der 1. Eichung g) und der 2. Eichung h) zusammen. Die Tabelle II.1 gibt einen Überblick über die Eichung für ^{194}Ir oberhalb 5000 keV.

Tabelle II.1: Eichung für ^{194}Ir oberhalb 5 MeV

Fehleranteil	Stickstoff- und Iridium-Spektrum		Iridiumspektrum	
	Stickstoff Eichlinien	unbekannte Bezugslinien	Bezugslinien = Eichlinien	unbekannte Ir-Linien
a) Eichenergie	0,2 ⁺	-	$\sqrt{0,11}$	-
b) Peakanpassung (ΔE_1)	0,15	0,2	0,1	(ca. 0,1-1,5)
c) Peakasymmetrie	0,15	0,15	0,15	0,15
d) Nichtlinearität	0,2	0,2	0,2	0,2
e) Überlagerung	0,3	0,1	-	-
quadr. Addition	$\sqrt{0,21}=0,45$	$\sqrt{0,11}=0,35$	$\sqrt{0,18}=0,4$	$\sqrt{0,06}$
exp. Mittelwert	0,5	-	0,4	-
f) linearer Fehler der Stickstoff-Energien	0,1	0,1	0,1	0,1
g) linearer Fehler der 1. Eichung	-	0,5	0,5	0,5
h) linearer Fehler der 2. Eichung	-	-	-	0,3

quadr. Addition

$$\Delta E_e \sim 0,6$$

⁺Alle Werte sind in keV angegeben.

Der absolute Gesamtfehler ΔE berechnet sich durch quadratische Addition von ΔE_e und dem jeweiligen statistischen Fehler ΔE_1 , der vom Programm EDGA für jeden Peak angegeben wird:

$$\Delta E = 3\Delta E_2 = 3\sqrt{\Delta E_e^2 + \Delta E_1^2}$$

Durch die Multiplikation mit 3 wird sichergestellt, daß der wahre Energiewert mit 99,7% Wahrscheinlichkeit im Intervall $E_Y \pm \Delta E$ liegt.

In den Tabellen C4 und C5 sind außer ΔE die Standardabweichungen ΔE_{ex} der Anregungsenergien angegeben. Da hier nur die relativen Fehler zwischen zwei Übergängen eingehen, ergeben sich im allgemeinen kleinere Werte.

Die Ergebnisse zeigen, daß die Energiepräzision hauptsächlich durch Eichfehler ungünstig beeinflusst wird. Insbesondere die erste Eichung liefert einen großen Fehlerbeitrag, weil Stickstoff- und Iridiumpeaks z.T. stark überlappen. Diese Überlagerungen führen in Verbindung mit der schlechten Statistik zu größeren Fehlern.

Bei sorgfältigen Messungen unter günstigeren Umständen müßte bei gleicher apparativer Ausstattung eine Präzisionssteigerung um einen Faktor 2 möglich sein.

2. Intensitätsfehler

Die in den Tabellen C4 und C5 angegebenen relativen Intensitätsfehler setzen sich aus folgenden Beiträgen zusammen:

- a) Die relative Empfindlichkeit wurde bei 6 MeV vorgegeben. Der Fehler p wächst mit dem Abstand von 6 MeV und beträgt bei 4,5 MeV 8% und 5% für die 1. bzw. 2. Version des Paarspektrometers (^{194}Ir bzw. ^{192}Ir).
- b) Die gaußförmige Anpassung der tatsächlich asymmetrischen Peaks hat einen Fehler von maximal $\pm 3\%$ der Peakfläche F zur Folge.
- c) Der durch die ungenaue Untergrundanpassung bedingte Fehler wurde für das Programm EDGA von Schwengler (39) untersucht.

Dieser Beitrag hängt von der Höhe des Untergrunds ab und davon, wie gut der Untergrund durch eine Gerade dargestellt werden kann. Da der Untergrund im Paarspektrum verhältnismäßig niedrig ist und sehr "glatt" verläuft, kann man zur Abschätzung des Fehlers annehmen, daß die Untergrundzählrate über etwa 35 Kanäle im Mittel gleich Z_u ist. Dann beträgt der Fehler pro Kanal $\sqrt{\frac{35 \cdot Z_u}{35}}$. Wenn sich der Peak über 10 Kanäle erstreckt (FWHM ≈ 5 Kanäle), erhält man für den Fehler der Peakfläche F näherungsweise:

$$\Delta F_u \approx \frac{5}{3} \sqrt{Z_u}.$$

- d) Der Statistische Fehler ΔF_{st} der Peakflächenbestimmung wird vom Programm EDGA berechnet.

Die 4 Anteile a) - d) kann man zu einem maximalen Gesamtfehler ΔF zusammenfassen (99,7% Sicherheit):

$$\Delta F = \left\{ \left(\frac{p(E) \cdot F}{100} \right)^2 + 25 Z_u + (3 \Delta F_{st})^2 \right\}^{1/2} + 0,03 \cdot F \quad (II.1)$$

Der Asymmetriefehler b) wurde linear addiert, weil er auf keinen Fall normalverteilt ist. Die Energieabhängigkeit des Fehlers p der relativen Empfindlichkeit wurde in ΔF (entsprechend in ΔI in den Tabellen C4 und C5) berücksichtigt.

Anhang III

Zufällige Einordnung niederenergetischer Übergänge

Zunächst soll die Wahrscheinlichkeit S_i berechnet werden, mit der eine niederenergetische Linie $\epsilon_i \pm \Delta\epsilon_i$ zwischen N bekannten Niveaus mindestens einmal zufällig eingeordnet wird.

Aus N Niveaus lassen sich $\frac{N}{2}(N-1)$ Differenzen (= mögliche Übergangsenergien) bilden. Die Differenzenergien $E_K \pm \Delta E_K$ werden der Größe nach geordnet und aufsteigend numeriert:

$$E_K < E_{K+1} \quad \text{mit} \quad K = 1, 2, \dots, \frac{N}{2}(N-1)$$

Für S_i gilt dann:

$$S_i = 1 - \prod_{\ell=1}^{N_i} \left\{ 1 - \frac{(\Delta E_\ell^2 + \Delta \epsilon_i^2)^{1/2}}{B_i} \right\} \quad (\text{III.1})$$

N_i ist die Zahl der Differenzenergien E_ℓ im Energieintervall $2B_i$ mit $\epsilon_i - B_i \leq E_\ell \leq \epsilon_i + B_i$.

Den Ausdruck für S_i kann man vereinfachen, wenn die Fehler $(\Delta E_\ell^2 + \Delta \epsilon_i^2)^{1/2}$ klein gegen den mittleren Abstand der E_ℓ sind:

$$\tilde{S}_i = \frac{1}{B_i} \sum_{\ell=1}^{N_i} (\Delta E_\ell^2 + \Delta \epsilon_i^2)^{1/2} \quad (\text{III.2})$$

Verzichtet man auf quadratische Fehleraddition und setzt alle $B_i = B$, so ergibt sich:

$$\tilde{S}_i = \frac{1}{B} \left(N_i \cdot \Delta \epsilon_i + \sum_{\ell=1}^{N_i} \Delta E_\ell \right) \quad (\text{III.3})$$

In dieser Näherung gibt $\tilde{S}_i$ anschaulich den durch Fehler belegten Bruchteil des Intervalls $2B$ an. Wenn die obige Voraussetzung nicht erfüllt ist, kann $\tilde{S}_i$ auch >1 werden. S_i ist dann die mittlere Zahl der zufälligen Einordnungen der i -ten Linie.

Ganz analog läßt sich die Wahrscheinlichkeit berechnen, mit der die i -te Linie mit $\epsilon_i \pm \Delta\epsilon_i$ zufällig als zum k -ten Niveau führend eingeordnet wird. Sind insgesamt N Niveaus vorhanden, so werden in diesem Fall nur die $N-k$ Differenzenergien $E_\ell \pm \Delta E_\ell$

zwischen den k-ten und allen höherliegenden Niveaus gebildet. Es ergibt sich formal derselbe Näherungsausdruck wie (III.3):

$$\tilde{S}_{ki} = \frac{1}{B} \left(N_i \cdot \Delta E_i + \sum_{\ell=1}^{N_i} \Delta E_{\ell} \right) \quad (\text{III.4})$$

Der zusätzliche Index k deutet an, daß hier nur die auf das k-te Niveau führenden Differenzenergien $E_{\ell} \pm \Delta E_{\ell}$ in der Summe berücksichtigt werden.

Durch Summation über alle n niederenergetischen Linien erhält man die mittlere Zahl der zufällig eingeordneten zum k-ten Niveau führenden Übergänge:

$$Z_k = \sum_{i=1}^n \tilde{S}_{ki} \quad (\text{III.5})$$

Beispielsweise gibt Z_1 die Zahl der zufälligen Zweifachskaden an.

Die hier abgeleiteten Formeln wurden zu einem kleinen Programm "PROBE" verarbeitet und auf die Iridium-Daten angewendet.

Die Ergebnisse werden in Abschnitt E.2 diskutiert.

Anhang IV

Programme

Im Laufe der Auswertungen wurden mehrere kleinere Programme geschrieben und das Analyseprogramm EDGA I von M. Schwengler (39) so erweitert, daß es für die sehr linienreichen Spektren der Iridium-Isotope zu verwenden war. Im folgenden sollen die Anwendungsmöglichkeiten dieser Programme kurz geschildert werden.

Alle Programme sind in FØRTRAN IV für die IBM 7094 des DRZ in Darmstadt geschrieben.

1. EDGA I:

Dieses Programm ermöglicht in seiner ursprünglichen Version die Anpassung von Einzel- und Doppelpeaks auf einem linearen Untergrund. Weil alle für die Iteration nötigen Anfangswerte der Parameter von EDGA geschätzt werden, sind nur die jeweiligen Grenzen der Peakbereiche einzulesen. Die Bereiche dürfen nicht kleiner als $\mu \pm 3\sigma$ sein (μ - Mittelpunkt, σ - Varianz des Peaks), da der Untergrund durch seine Werte an den Bereichsgrenzen wesentlich bestimmt wird.

Für die Auswertung der Iridium-Spektren hat die 1. Version des Programms mehrere Mängel:

- a) Eine Anpassung von mehr als zwei Peaks, zwischen denen die Zählrate nicht wieder auf den Untergrundwert heruntergeht, ist nicht möglich.
- b) Bei asymmetrischen Peaks wird der Untergrund wegen der Verwendung der symmetrischen Gaußverteilung falsch bestimmt, d.h. er wird in der flacheren Flanke systematisch zu hoch und in der steileren zu niedrig geschätzt. Dieser Fehler macht sich bei Einzelpeaks stärker als bei Doppelpeaks bemerkbar. Das führt zur unterschiedlichen Anpassung der einzelnen Peaks, die wesentlich größere Fehler verursacht als eine für alle Peaks gleichartige Falschanpassung.

Die erweiterte 2. Version von EDGA enthält zusätzlich zu der oben geschilderten Anpassung zwei andere Anpassungsmöglichkeiten, so daß EDGA II wahlweise drei Alternativen zuläßt.

EDGA II:

- a) wie EDGA I.
- b) Der Untergrund wird der graphischen Darstellung des Spektrums entnommen, für jeden Peakbereich eingelesen und bei der Anpassung konstant gehalten. Damit ist es möglich, die Grenzen des Anpassungsbereichs so zu wählen, daß z.B. der asymmetrische Teil eines Peaks oder ein Teil, der mit anderen Peaks überlappt, nicht zur Anpassung verwendet wird. Außer den Bereichsgrenzen werden die Werte des Untergrunds an diesen Grenzen eingelesen.
- c) Die Anpassung von zwei bis sieben Peaks ist möglich. In diesem Fall müssen die Bereichsgrenzen, der Untergrund, sowie Schätzwerte für σ - für alle Peaks eines Bereichs wird dasselbe σ verwendet - und die Peakmittelpunkte eingelesen werden. An die Genauigkeit der Schätzwerte werden keine großen Anforderungen gestellt, z.B. können die Schätzwerte der Peakmittelpunkte bis zu $\pm\sigma$ falsch eingelesen werden.

2. ADSU

Das Programm ADSU dient zur Addition oder Subtraktion zweier oder mehrerer Spektren, deren Eichkoeffizienten a und b der Eichgeraden $E=aK+b$ voneinander abweichen können. Der Unterschied zwischen verschiedenen Werten von a sollte jedoch nur wenige Prozent (maximal 10%) betragen, damit die Auflösung durch die Transformation nicht wesentlich verschlechtert wird. Bei der Addition oder Subtraktion bleibt die Eichung des 1. Spektrums unverändert erhalten, während die weiteren Spektren entsprechend transformiert werden.

3. LINEA

LINEA berechnet die Abweichung von einer linearen Energie-Kanal-Beziehung (vgl. Anhang I und II).

4. EICH

EICH ermöglicht die Berechnung der Koeffizienten der Energie-Eichgeraden mit ihren Fehlern.

5. NSUP

Mit NSUP können niederenergetische Übergänge unter Berücksichtigung der Fehler in ein Niveauschema eingeordnet werden.

6. PROBE

PROBE erlaubt die Abschätzung der Wahrscheinlichkeit für die zufällige Einordnung niederenergetischer Linien (vgl. Anhang III).

Anhang V

Identifizierung von primären E1-Übergängen

Für die partielle Strahlungsbreite gilt nach dem Einteilchenmodell (Weißkopf-Abschätzung) folgender Ausdruck:

$$\Gamma_{M1} = K_{M1} \cdot \epsilon_{\gamma}^3 \cdot D \quad (V.1)$$

Γ_{M1} (eV) = partielle Strahlungsbreite für M1-Strahlung
 K_{M1} = reduzierte Strahlungsbreite für M1-Strahlung
 ϵ_{γ} (MeV) = Übergangsenergie
 D (MeV) = Niveauabstand in der Nähe des Einfangzustands

Ist I_{γ} die Anzahl der Übergänge bei 10^3 Einfängen und Γ_{γ} die Gesamtstrahlungsbreite, dann erhält man mit

$$\Gamma_{M1} = \Gamma_{\gamma} \cdot I_{\gamma} \cdot 10^{-3}:$$

$$I_{\gamma} = \frac{K_{M1} \cdot \epsilon_{\gamma}^3 \cdot D}{10^{-3} \cdot \Gamma_{\gamma}} \quad (V.2)$$

Nach Bartholomew (54) ist die größte bisher beobachtete Strahlungsbreite für M1-Strahlung $K_{M1} \leq 3 \cdot 10^{-2}$. Setzt man diesen Wert in (V.2) ein, kann man die maximale Intensität $I_{\gamma \max}$ eines M1-Übergangs abschätzen. Übergänge, deren Intensität größer als $I_{\gamma \max}$ ist, sind mit großer Sicherheit als E1-Übergänge zu klassifizieren.

^{192}Ir :

Bei ^{192}Ir wurde die totale Strahlungsbreite $\Gamma_{\gamma} = 86$ meV gesetzt. Das ist der Mittelwert aus den Strahlungsbreiten der bekannten Resonanzen.

Der mittlere Niveauabstand wurde aus Resonanzdaten (60) bestimmt. Es wurden 23 Resonanzen beider Spins innerhalb der ersten 100 keV oberhalb der Neutronenbindungsenergie gemessen. Daraus ergibt sich $D \sim 5$ keV. Da die Möglichkeit besteht, daß der Einfang mit nur einem Spin erfolgt, wird sicherheitshalber

D~10 keV gesetzt. Mit diesen Werten erhält man mit (V.2):

$$\begin{aligned} I_{\gamma\max} &\sim 1 && \text{bei } 6 \text{ MeV} \\ &\sim 0,75 && \text{bei } 5,3 \text{ MeV} \\ &\sim 0,5 && \text{bei } 4,5 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Wegen des großen Fehlers bei der Bestimmung der absoluten Intensitäten, die etwa um einen Faktor 2 falsch sein können, werden nur Übergänge mit $I_{\gamma} > 2$ (bzw. 1,5 oder 1,0 abhängig von der Energie) als E1-Übergänge angegeben. Diese Abschätzung gilt sowohl für den Einfang thermischer als auch epithermischer Neutronen.

^{194}Ir :

Bei ^{194}Ir ist die mittlere totale Strahlungsbreite $\Gamma_{\gamma} \approx 90 \text{ meV}$, während der mittlere Niveauabstand doppelt so groß wie bei ^{192}Ir ist, so daß man auch etwa doppelt so große Werte für $I_{\gamma\max}$ erhält.

Danksagung

Mein Dank gilt an erster Stelle Herrn Professor Dr. E. Schopper, der mir durch seine großzügige Förderung die Möglichkeit gab, diese Arbeit am Institut für Kernphysik durchzuführen.

Herrn Professor Dr. N. Fiebiger danke ich für die Anregung dieses Themas und die Beschaffung der angereicherten Isotope.

Zu besonderem Dank bin ich Herrn Dr. K. Stelzer verpflichtet, der als Leiter der (n,γ) -Gruppe sowohl bei der experimentellen Durchführung der Messungen als auch bei der theoretischen Interpretation mit Rat und Tat behilflich war.

Herrn Dr. H. Hanle und Herrn Dipl. Phys. M. Koriath danke ich für ihre Unterstützung bei den abschließenden Messungen am Forschungsreaktor München.

Weiterhin danke ich Fräulein E. Steuer für die Anfertigung der Zeichnungen und ihre Hilfe beim Vervielfältigen und Binden der Arbeit.

Schließlich gilt mein Dank den Mitarbeitern der elektronischen und mechanischen Werkstatt, insbesondere Herrn Ing. W. Kessel und Herrn E. Zanger, die mir in Notfällen auch außerhalb ihrer Dienstzeit geholfen haben.

Dem Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung danke ich für die Bereitstellung von Mitteln zur Durchführung der Experimente.

Literaturverzeichnis

- (1) Table of Isotopes, herausgegeben von C.M. Lederer,
J.M. Hollander, I. Perlman (John Wiley & Sons, Inc., 1967)
Nuclear Data Sheets (Academic Press New York and London)
- (2) D.C. Williams, R.A. Naumann, Phys. Rev. 135 (1964) B289
R.G. Helmer, Phys. Rev. 137 (1965) B232
N.R. Johnson, W.N. Bishop, Nucl. Phys. 69 (1965) 131
D.C. Williams, Phys. Rev. 143 (1966) 855
- (3) E.C. Campbell, P.F. Fettweis, Nucl. Phys. 13 (1959) 92
P.F. Fettweis, E.C. Campbell, Nucl. Phys. 33 (1962) 272
- (4) K.F. Alexander, H.F. Brinckmann,
Zeitschrift f. Naturforschung 16a (1961) 210
- (5) A. Lundân, A. Siivola, Nucl. Phys. A 106 (1968) 417
- (6) C. Heiser, H.F. Brinckmann, W.D. Fromm,
Nucl. Phys. A 115 (1968) 213
- (7) A.W. Sunyar, G. Scharff-Goldhaber, M. McKeown,
Phys. Rev. Letters 21 (1968) 237
- (8) H. Vonach, H. Münzer, P. Hille,
Zeitschrift f. Physik 195 (1966) 343
- (9) Nucl. Data Sheets, 5-3-33 (Mai 1963)
(Academic Press New York and London)
- (10) P.T. Prokofjev et al., Atlas Spektrov Conversionnich
Elektronov, Riga 1967
- (11) L.V. Groshev, A.M. Demidov, V.N. Lutsenko, V.I. Pelekhov,
Atlas of Thermal Neutron Capture γ -Rays (1958)
- (12) H. Knoepfel, P. Scherrer, P. Stoll,
Zeitschrift f. Physik 156 (1959) 293
- (13) P.A. Treado, P.R. Chagnon,
Bull. Am. Phys. Soc. 5, Nr. 5, 369 T6 (1960)

- (14) D.I. Dorcioman, M.S. Popa, M.I. Christu,
Rev. Roumaine de Phys. 12; 6 (1967) 561
- (15) N.C. Rasmussen, T.J. Thompson, MITNE-70 (1966)
- (16) K. Kumar, M. Baranger, Nucl. Phys. 92 (1967) 608;
A110 (1968) 490; A110 (1968) 529; A122 (1968) 241
- (17) U. Mosel, W. Greiner, Zeitschrift f. Phys. 217 (1968) 256
- (18) A. Bohr, B. Mottelson,
Dan. Mat. Fys. Medd. 27 (1953) Nr. 16
- (19) S.G. Nilsson, Dan. Mat. Fys. Medd. 29 (1955) Nr. 16
- (20) A. Kerman, Dan. Mat. Fys. Medd. 30 (1956) Nr. 15
- (21) A. Fässler, W. Greiner, Zeitschrift f. Physik
168 (1962) 425; 170 (1962) 105 und 177 (1964) 190
A. Fässler, W. Greiner, R.K. Sheline,
Nucl. Phys. 70 (1965) 33
- (22) A. De-Shalit, Phys. Rev. 122 (1961) 1530
- (23) R. Avida et al., Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 441
- (24) F. Asaro et al., Phys. Rev. 120 (1960) 934
- (25) C.J. Gallagher Jr., S.A. Moszkowski,
Phys. Rev. 111 (1956) 1282
- (26) A. De-Shalit, Phys. Rev. 91 (1953) 1430
- (27) N.D. Newby Jr., Phys. Rev. 125 (1962) 2063
- (28) A.G. de Pinho, J. Picard, Phys. Lett. 15 (1965) 250
- (29) B. Harmatz et al., Phys. Rev. 128 (1962) 1186
- (30) P.H. Blichert-Toft et al., Nucl. Phys. 77 (1966) 513
- (31) J. Lindskog et al., Nucl. Phys. A 137 (1969) 511
- (32) R.H. Davis et al., Phys. Rev. 103 (1956) 1801

- (33) α -, β - and γ -Ray Spectroscopy, herausgegeben von
K. Siegbahn (1966), Band II, Tabelle IV
- (34) M.D. Goldberg et al., Neutron Cross Sections,
BNL 325 (1966)
- (35) W. Dilg, persönliche Mitteilung
- (36) M. Koriath, Diplomarbeit, Frankfurt 1969
- (37) W.V. Prestwich et al., Nucl. Phys. 88 (1966) 548
- (38) J.B. Marion, Gamma-Ray Calibration Energies
ORO-2098-58 (1968)
- (39) M. Schwengler, Diplomarbeit IKF-IB 25, Frankfurt 1968
- (40) E.B. Shera, D.W. Hafemeister LA-DC-7932 (1966) und in (41)
- (41) Nuclear Data 3A (1967)
- (42) F. Barthel, Dissertation Frankfurt 1969
- (43) K. Stelzer, interner Bericht IKF 1 (1961)
- (44) L. Schellenberg et al. Helv. Phys. Acta 40 (1967) 639
- (45) A.M. Lane, J.E. Lynn, Nucl. Phys. 17 (1960) 563 und 586
- (46) C.F. Clement et al., Nucl. Phys. 66 (1965) 273 und 293
- (47) L.M. Bollinger, G.E. Thomas, Phys. Rev. Lett.
18 (1967) 1143
- (48) R.C. Greenwood et al., Proceedings of the "International
Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy",
1969, Studsvik, Schweden
- (49) L.M. Bollinger, Proceedings of the "International
Symposium on Nuclear Structure"., 1968, Dubna
- (50) J.M. Blatt, V.F. Weißkopf, Theoretical Nuclear Physics
J. Wiley and Sons, New York, 1952

- (51) P. Axel, Phys. Rev. 126 (1962) 671
- (52) Neutron Cross Sections, BNL 325, Second Edition,
Supplement Nr. 1 (1960)
- (53) A. Bäcklin, Nucl. Instr. Meth. 53 (1967) 177
- (54) G.A. Bartholomew, Ann. Rev. Nucl. Sci. 11 (1961) 259
- (55) J.H.E. Mattauch et al., Nucl. Phys. 67 (1965) 1
- (56) S.K. Bhattacharjee et al., Phys. Rev. 159 (1967) 1056
- (57) K. Stelzer, Habilitationsschrift, Frankfurt 1969
- (58) P.G.E. Reid et al., Nucl. Phys. A 129 (1969) 273
- (59) G. Scharff-Goldhaber et al., in "Proceedings of the
Congrès International de Physique Nucléaire",
herausgegeben von P. Gugenberger, Paris 1964,
Vol. II, 550
- (60) M.H. Brennan, A.M. Bernstein, Phys. Rev. 120 (1960) 927
- (61) H. Hanle, Dissertation, Frankfurt 1966

Lebenslauf

Am 11. März 1936 wurde ich als Sohn des Reichsbahnrates Dr. jur. Hans Krüger und seiner Ehefrau Eva, geb. Rassow, in Berlin geboren.

Von Herbst 1942 bis Ende 1944 besuchte ich die Volksschule in Frankfurt/Oder, von Sommer 1945 bis Ende 1947 die Dorfschule in Tarnow (Mecklenburg).

Nach der Übersiedlung in die damalige britische Besatzungszone setzte ich meine Schulausbildung für ein Jahr an der Mittelschule in Dissen (Niedersachsen) und von Anfang 1949 bis zum Abitur am 2. März 1956 am Städt. Ratsgymnasium in Münster fort.

An der dortigen Universität begann ich im SS 1956 das Physikstudium. Mit Ausnahme des SS 1957, in dem ich an der Universität München immatrikuliert war, blieb ich bis zum SS 1960 in Münster und legte am 25. Mai 1960 die Vordiplomprüfung ab.

Anschließend wechselte ich an die Universität Frankfurt/Main und begann meine Diplomarbeit "Untersuchungen an einem Fünf-kristallpaarspektrometer" 1962 im Institut für Kernphysik unter der Leitung von Herrn Professor Dr. E. Schopper. Am 25. November 1965 bestand ich die Diplomprüfung.

Im März 1966 heiratete ich Brigitte Reinbrecht, und am 1. August wurde ich wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kernphysik.

Die vorliegende Dissertation beruht auf Messungen an den Forschungsreaktoren Frankfurt und München in den Jahren 1967 und 1968.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren

Behnke, Bittel, Kappler, Klemm, Koecher, Kratzer,
und Micheel in Münster

Aumann, Faessler, Gerlach und Richter in München

Beck, Dänzer, Fiebiger, Greiner, Hartmann, Moufang,
Mrowka, Schopper, Steinwedel und Süßmann in
Frankfurt.

